ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

REVUE TRIMESTRIELLE

TOME XVI. OCTOBRE 1961. N° 66.

TOME XVI OCTOBRE 1961 N° 66

ANNALES DE RADIOÉLECTRICITÉ

GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

COMPAGNIES FRANÇAISES

CSF COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

ANALAC	SOCIÉTÉ POUR L'ÉTUDE ET LA RÉALISATION DES PROCÉDÉS ÉLECTRONIQUES DE CALCUL
AREL	APPLICATIONS RADIO-ÉLECTRIQUES
CAMECA	COMPAGNIE D'APPLICATIONS MÉCANIQUES A L'ÉLECTRONIQUE, AU CINÉMA ET A L'ATOMISTIQUE
CERE	CENTRE D'ÉTUDES ET DE RÉALISATIONS ÉLECTRONIQUES
CETT	COMPAGNIE EUROPÉENNE DES TUBES TÉLÉPHONIQUES
COSEM	COMPAGNIE GÉNÉRALE DES SEMI-CONDUCTEURS
CICE	COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES CÉRAMIQUES ÉLECTRONIQUES
CRM	COMPAGNIE RADIO-MARITIME
EURISTA	COMPAGNIE EUROPÉENNE DE RÉSISTANCES
FLOQUET	SOCIÉTÉ ANONYME FLOQUET
LCC	LE CONDENSATEUR CÉRAMIQUE
LTI	SOCIÉTÉ POUR LES APPLICATIONS ÉLECTRONIQUES DES TRANSISTORS A L'INDUSTRIE « LE TRANSISTOR INDUSTRIEL »
MOP	LE MOULAGE DE PRÉCISION
OREGA	SOCIÉTÉ OREGA ÉLECTRONIQUE ET MÉCANIQUE
RO	SOCIÉTÉ RADIO-ORIENT
SFRA	SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIO-ÉLECTRIQUE AFRIQUE
SIPT	SOCIÉTÉ INTERNATIONALE DE PROGRAMMES POUR TÉLÉDIFFUSION
SOCAPEX	SOCIÉTÉ SOCAPEX
SOFRADEL	SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE DOCUMENTATION ÉLECTRONIQUE
STÉAFIX	SOCIÉTÉ STÉAFIX ET Cie
STEL	SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

Rédacteur scientifique : **M. Jean BERNIER**

Abonnements : France : 35 NF — Étranger : 50 NF — Le numéro : 15 NF.
Prière d'adresser toute correspondance au Centre de Documentation de la CSF, 101, Boulevard Murat, Paris (16e).

UN COMMUTATEUR D'ÉNERGIE U. H. F. A COMMANDE ÉLECTRIQUE (¹)

PAR G. BROUSSAUD ET P. TRÉVOUX,

Département de Physique Appliquée de la Compagnie générale de télégraphie Sans Fil.

SOMMAIRE. — *Les auteurs décrivent un commutateur d'énergie U. H. F. basé sur le contrôle du déphasage introduit par un certain nombre de tronçons de ligne montés en dérivation. Ce dispositif possède des possibilités étendues car plus le nombre de voies est grand, plus la puissance commutée peut être importante et plus le découplage entre ces voies peut être élevé. Quant à la bande passante elle est limitée en pratique par celle des déphaseurs. Le problème des déphaseurs à ferrites n'est abordé que pour montrer les limites actuelles de ce procédé.* (C. D. U. : 621.372.837.)

SUMMARY. — *The authors describe a U. H. F. energy switch based on controlled phase shift introduced by a number of line sections connected in parallel. This device presents some extensive possibilities since the greater the number of channels the greater the amount of power which can be switched and the greater the decoupling between these channels. The pass-band is in practice limited by the phase shifter bandwidth. The problem of ferrite phase shifters is dealt with only to show the present limitations of this process.* (U. D. C. : 621.372.837.)

INALTSANGABE. — *Die Verfasser beschreiben einen neuen U. H. F.-Leistungsschalter, welcher auf der Kontrolle der Phasenverschiebung beruht, die durch die Einschaltung einer gewissen Anzahl von Absweigleitungen hervorgerufen wird. Diese Vorrichtung bietet viele Anwendungsmöglichkeiten, denn je grösser die Anzahl der Kanäle ist, umso grösser kann die umgeschaltete Leistung und die zwischen den Kanälen stattfindende Entkopplung sein. Die Bandbreite wird in der Praxis durch die Phasenverschiebungsvorrichtungen begrenzt. Das Problem der Ferrit-Phasenschieber wird hier nur deshalb angeschnitten, um die jetzigen Grenzen des Verfahrens zu zeigen.* (D. K. : 621.372.837.)

INTRODUCTION.

L'intérêt d'un commutateur d'énergie U. H. F. à commande rapide — donc électronique — n'est plus à démontrer.

Il s'agit, disposant d'une onde électromagnétique se propageant dans un guide E (*fig.* 1), de diriger cette onde vers l'une quelconque des N sorties S_1, S_2, ..., S_N où elle doit être utilisée. On a quelquefois résolu ce problème au moyen d'un *système sélectif passif*, le signal de commande étant alors envoyé sur l'oscillateur pour contrôler la fréquence de l'onde émise. *Il ne s'agit donc pas là d'un véritable commutateur*, mais plutôt d'un branchement aux possibilités beaucoup plus limitées.

Le système qui va être décrit ici est basé sur le contrôle du *déphasage* introduit par un certain nombre de tronçons de lignes disposés en *parallèle* sur le trajet qui va de l'entrée à l'une quelconque des N sorties du commutateur.

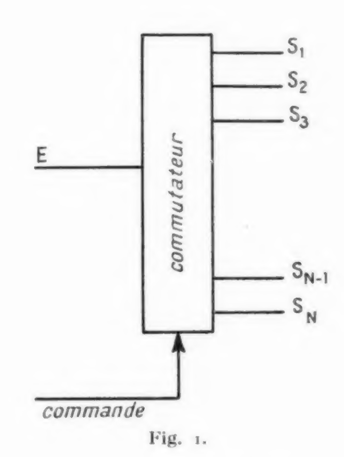


Fig. 1.

(¹) Manuscrit reçu le 10 mai 1961.

Le dispositif décrit dans ce Mémoire a fait l'objet du brevet français n° 1.182.325 déposé le 28 juin 1957.

Ce déphasage peut être obtenu soit par des moyens mécaniques, soit par des moyens électriques (ferrites). La commande électrique étant plus souple et plus rapide, on dira quelques mots sur la réalisation des déphaseurs à ferrite et sur les performances qu'on a pu atteindre par cette voie.

I. PRINCIPE.

1.1. Pour la clarté des schémas, on utilisera pour chaque élément de circuit, un symbole dont la signification est donnée sur la figure 2.

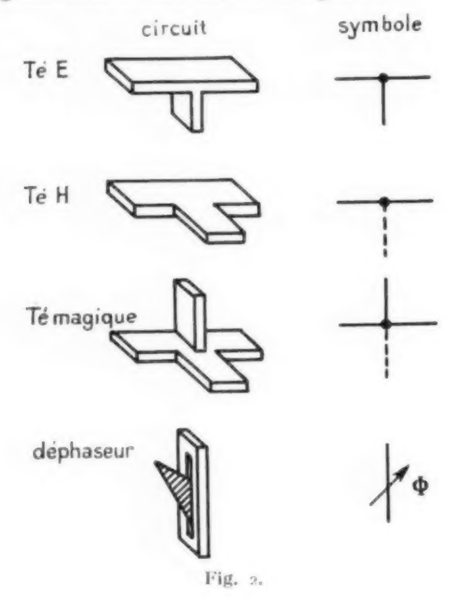


Fig. 2.

1.2. Considérons alors la boucle symétrique représentée sur la figure 3. Il est facile de voir qu'elle constitue un commutateur à deux voies.

Si $\Phi_A = \Phi_B$, les longueurs électriques des branches A et B sont égales. Les ondes issues de T se regroupent en S_1 (bras homologues).

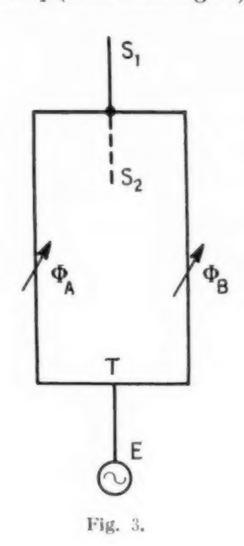
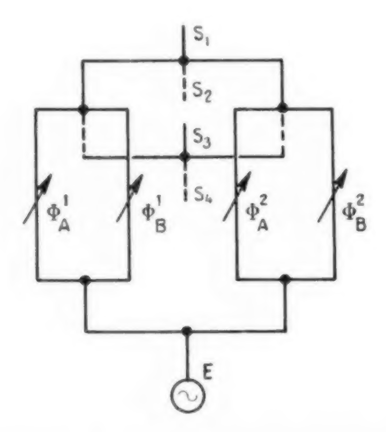


Fig. 3.

Si Φ_A et Φ_B diffèrent de π, le regroupement a lieu au contraire en S_2.

Les éléments de circuit peuvent ne pas être adaptés, il suffit pour que le découplage entre S_1 et S_2 soit total que la symétrie de la boucle soit parfaite.

Remarque. — Il est évident que le té magique n'est pas le seul circuit utilisable dans ce schéma. N'importe quelle autre structure hybride convient et en particulier le *coupleur directif* à 3 dB qui conduit en général à une réalisation pratique plus compacte et plus simple.



Φ_A^1	Φ_B^1	Φ_A^2	Φ_B^2	E →
φ	φ	φ	φ	S_1
φ	φ	$\varphi+\pi$	$\varphi+\pi$	S_2
φ	$\varphi+\pi$	φ	$\varphi+\pi$	S_3
φ	$\varphi+\pi$	$\varphi+\pi$	φ	S_4

Fig. 4.

1.3. Le principe de cette commutation peut être généralisé à un plus grand nombre de voies par un groupement convenable de boucles identiques. La figure 4 montre le schéma d'un commutateur à quatre voies, et la figure 5 celui d'un commutateur à huit voies.

Par le même processus on obtient ensuite 16, 32, 64, ..., 2^n voies.

Signalons enfin que si les déphaseurs sont réciproques, le commutateur l'est aussi.

Remarque I. — Ces schémas peuvent être encore généralisés aux cas où le nombre des entrées est égal au nombre des sorties. Il suffit pour cela de calquer les circuits de division sur les circuits de regroupement (hybrides). La figure 6 est un exemple

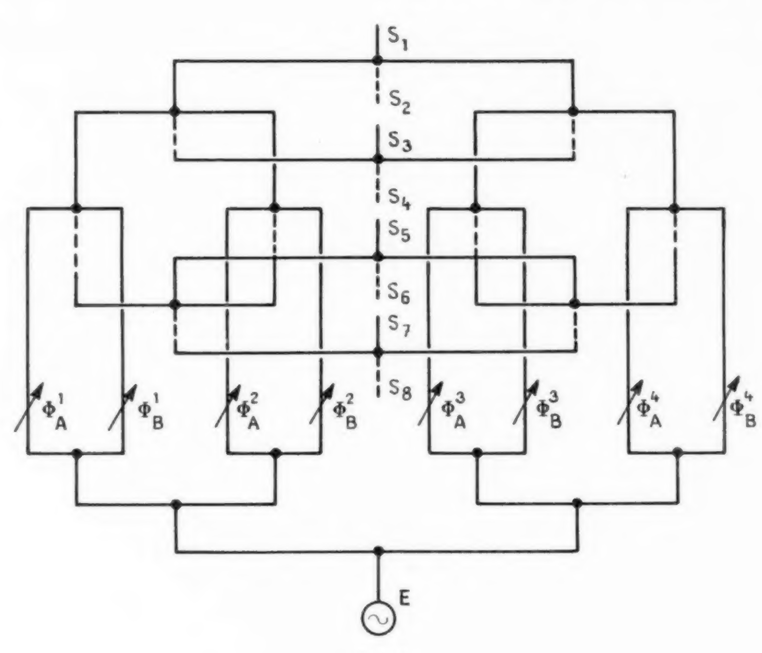


Fig. 5.

Les possibilités d'un tel commutateur sont donc très grandes. Son intérêt réside surtout dans le fait qu'il est constitué par un *montage parallèle d'éléments identiques*. Il en résulte trois avantages essentiels.

1° La perte d'insertion est celle d'un seul trajet c'est-à-dire pour $N = 2^n$ voies, celle *d'un seul déphaseur* et de $2n$ tés (n pour la division, n pour le regroupement).

2° La puissance qui traverse chaque déphaseur est seulement la $N^{\text{ième}}$ partie de la puissance totale commutée.

3° La bande passante est limitée, non pas par la complexité du montage (il n'y a pas sur le schéma de principe de régime stationnaire) mais par la bande passante de chacun des éléments de circuit (coudes, tés, déphaseurs).

d'un tel commutateur à quatre paires de voies.

L'examen de ce cas particulier met également en évidence une limitation des possibilités de ce dispositif. On remarquera en effet que les combinaisons entrées-sorties ne sont pas toutes possibles, même lorsqu'il s'agit de simples permutations circulaires.

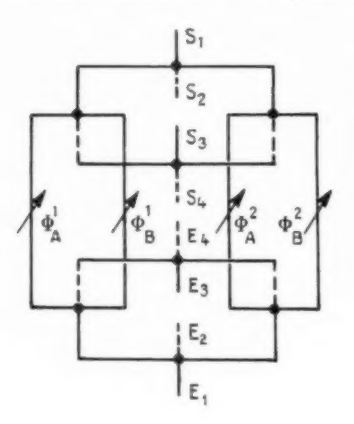
La théorie du cas général a été faite par M. Cartier. Les conditions imposées aux déphasages conduisent tout naturellement à poser le problème sous forme binaire. *L'analyse mathématique* (basée sur l'algèbre de Boole) *montre alors que, si l'on affecte du même indice les entrées et sorties homologues, toute correspondance $E_p \rightleftarrows S_q$ s'accompagne de la correspondance inverse $E_q \rightleftarrows S_p$.*

Remarque II. — Il est possible de réaliser un commutateur du même type en remplaçant les

déphaseurs par des *gyrateurs*, organes qui agissent cette fois sur la direction de la polarisation incidente. Dans le cas qui nous occupe, ces deux dispositifs peuvent être considérés comme équivalents. En effet, un déphasage de π peut être regardé aussi comme une rotation de π du plan de polari-

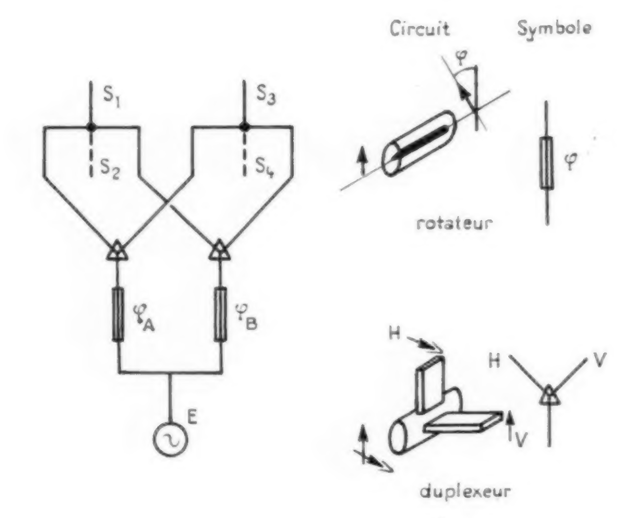
1° L'utilisation de duplexeurs s'accompagne d'une complexité de la structure hors de proportion avec la réduction du nombre des éléments de commande.

2° Dans tous les cas où la puissance à commuter est importante (radars), on a intérêt à multiplier plutôt qu'à réduire le nombre de ces éléments.



Φ^1_A	Φ^1_B	Φ^2_A	Φ^2_B	$E_1 \rightarrow$	$E_2 \rightarrow$	$E_3 \rightarrow$	$E_4 \rightarrow$
φ	φ	φ	φ	S_1	S_2	S_3	S_4
φ	φ	$\varphi+\pi$	$\varphi+\pi$	S_2	S_1	S_4	S_3
φ	$\varphi+\pi$	φ	$\varphi+\pi$	S_3	S_4	S_1	S_2
φ	$\varphi+\pi$	$\varphi+\pi$	φ	S_4	S_3	S_2	S_1

Fig. 6.



φ_A	φ_B	E
φ	φ	S_1
φ	$\varphi+\pi$	S_2
$\varphi+\frac{\pi}{2}$	$\varphi+\frac{\pi}{2}$	S_3
$\varphi+\frac{\pi}{2}$	$\varphi-\frac{\pi}{2}$	S_4

Fig. 7.

sation. Mais les gyrateurs apportent à la commutation une possibilité nouvelle, celle d'une sélection supplémentaire par des *duplexeurs de polarisation*. De cette façon le nombre des gyrateurs est seulement égal à la moitié du nombre de voies.

Cette solution nous semble pourtant moins intéressante que celle à base de simples déphaseurs, et cela pour deux raisons :

Remarque III. — La symétrie de la figure 6 suggère une autre possibilité (*) de commutateur, obtenue en remplaçant les *déphaseurs à la transmission* considérés jusqu'ici par des *déphaseurs à la réflexion*.

(*) Demande de brevet français déposé le 18 septembre 1961.

On peut utiliser à cet effet des diodes, suivies, à une distance convenable, d'un court-circuit. Suivant les déphasages réalisés au moyen de ces diodes, le signal injecté en E_1 sera disponible en E_2, E_3 ou E_4 ou même en E_1, mais il faut alors pour le séparer du signal d'entrée, disposer d'un circulateur.

2. DÉCOUPLAGE.

2.1. Le découplage entre les bras E et H d'un té magique bien construit est de l'ordre de 45 dB. Mais pour que cette performance soit conservée entre les sorties du commutateur, il faudrait que les ondes qui parviennent à chacun des tés magiques par ses bras colatéraux soient *d'amplitude rigoureusement identiques et de phases rigoureusement égales ou opposées.*

Il est clair que ces deux conditions ne peuvent pas être réalisées en pratique, la principale cause d'erreur étant localisée dans les éléments de commande (déphaseurs ou gyrateurs).

2.2. Soit un commutateur à N voies ($N = 2^n$) et utilisant N éléments de commande. Le champ disponible à la sortie de l'élément de rang p peut être écrit sous la forme [2]

$$E_p = \varepsilon_p^k E_0 (1 + \alpha_p)\, e^{j\varphi_p} \tag{1}$$

mettant ainsi en évidence l'erreur sur l'amplitude α_p et l'erreur sur la phase φ_p.

ε_p^k est égal à ± 1 ; suivant le déphasage (0 ou π) appliqué pour obtenir le regroupement final dans la sortie de rang k.

La sortie de rang k est *par définition* celle du trajet pour laquelle les regroupements successifs se font par addition des valeurs absolues [3]. Le signal de sortie est donc :

$$S_k = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_1^N E_0 (1 + \alpha_p)\, e^{j\varphi_p}, \tag{2}$$

c'est-à-dire en développant et en supposant $(\alpha_p)^2$ et $(\varphi_p)^2$ négligeables devant l'unité :

$$|S_k|^2 = \frac{E_0^2}{N} \left\{ N^2 + (2N) \sum_1^N \alpha_p + \left[\sum_1^N \alpha_p \right]^2 - \sum_{p \neq q} (\varphi_p - \varphi_q)^2 \right\}, \tag{3}$$

la somme $\sum_{p \neq q}$ s'étendant aux $\frac{n(n-1)}{2}$ couples pq avec $p \neq q$.

Pour les autres sorties, le champ résulte au contraire de la différence entre deux groupements partiels de $\frac{N}{2}$ termes chacun :

$$S_{l \neq k} = \frac{E_0}{\sqrt{N}} \left\{ \sum{}' (1 + \alpha_p)\, e^{j\varphi_p} - \sum{}'' (1 + \alpha_p)\, e^{j\varphi_p} \right\}, \tag{4}$$

où $\sum'$ représente la somme de $\frac{N}{2}$ temps non nécessairement successifs, et $\sum''$ la somme des $\frac{N}{2}$ termes restants.

On trouve alors dans le cadre des approximations déjà faites :

$$|S_l|^2 = \frac{E_0^2}{N} \left\{ \left[\sum{}' \alpha_p - \sum{}'' \alpha_p \right]^2 + \sum_{p \neq q} (\varphi_p - \varphi_q)^2 \right\}, \tag{5}$$

d'où le découplage

$$D = \frac{|S_k|^2}{|S_l|^2} = \frac{N^2 + (2N) \sum \alpha_p + \left(\sum_1^N \alpha_p \right)^2 - \sum_{p \neq q} (\varphi_p - \varphi_q)^2}{\left(\sum{}' \alpha_p - \sum{}'' \alpha_p \right)^2 + \sum_{p \neq q} (\varphi_p - \varphi_q)^2} \# \frac{N^2}{\Lambda^2 + \Phi^2}, \tag{6}$$

en posant

$$\left\{ \begin{aligned} \Lambda^2 &= \left(\sum{}' \alpha_p - \sum{}'' \alpha_p \right)^2, \\ \Phi^2 &= \sum_{p \neq q} (\varphi_p - \varphi_q)^2. \end{aligned} \right. \tag{7}$$

2.3. Pour achever le calcul on se placera dans le cas d'un commutateur à grand nombre de voies, les paramètres α et φ pouvant alors être considérés comme des *variables aléatoires.* On se fixera en outre pour chacune de ces deux variables :

a. une borne pratique de la dispersion, soit α_0 pour α et φ_0 pour φ, définie par la condition que les inégalités $|\alpha| < \alpha_0$ et $|\varphi| < \varphi_0$ soient vérifiées dans 99 % des cas;

b. une *loi de probabilité* qui sera du *type de Laplace* [4] par suite du grand nombre de causes

---

[2] Avec cette notation, le champ appliqué à l'entrée du commutateur vaut $\sqrt{N}\, E_0$.

[3] Ce qui revient à dire que les tés magiques agissent toujours pour corriger les coefficients ε de la formule (1) dans le sens de l'addition des signaux.

[4] C'est-à-dire

$$p(\alpha) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\varepsilon^2}{2\sigma} \right).$$

d'erreur qui influent sur la dispersion de ces grandeurs.

Il en résulte que Λ et Φ sont aussi, de par leur définition même, des variables aléatoires dont la loi de probabilité est aussi du type de Laplace.

Dans ces conditions, si $\sigma(x)$ représente l'écart quadratique moyen de la variable aléatoire x, on a

$$(8)\quad \begin{cases} \sigma(\alpha) = \dfrac{1}{2,6}\,\alpha_0 \quad \text{et} \quad \sigma(\varphi) = \dfrac{1}{2,6}\,\varphi_0, \\ \sigma(\Lambda) = \dfrac{\sqrt{N}}{2,6}\,\alpha_0 \quad \text{et} \quad \sigma(\Phi) = \dfrac{\sqrt{N}}{2,6}\,\varphi_0. \end{cases}$$

Pour que Λ et Φ soient inférieurs à Λ_0 et Φ_0 respectivement, dans au moins 99 % des cas, il faut

$$(9)\qquad \sigma(\Lambda) \leq \frac{\Lambda_0}{2,6} \quad \text{et} \quad \sigma(\Phi) \leq \frac{\Phi_0}{2,6},$$

donc

$$(10)\qquad \alpha_0 \leq \frac{\Lambda_0}{\sqrt{N}} \quad \text{et} \quad \varphi_0 \leq \frac{\Phi_0}{\sqrt{N}}.$$

Supposons enfin pour simplifier que les erreurs d'amplitude et de phase soient également responsables de la perte de découplage entre la sortie principale et l'une quelconque des $N-1$ autres sorties. On a alors

$$(11)\qquad \Lambda = \Phi$$

et

$$(12)\qquad D = \frac{N^2}{2\Lambda^2}.$$

Le découplage sera supérieur à X si

$$(13)\qquad |\Lambda| < \frac{N}{\sqrt{2X}}.$$

Condition qui est vérifiée dans 99 % des cas lorsque

$$(14)\qquad \alpha_0 \leq \sqrt{\frac{N}{2X}}$$

$\left[\text{d'après l'équation (10) avec ici, } \Lambda_0 = \dfrac{N}{\sqrt{2X}}\right].$

Et, de même, puisque $\Phi = \Lambda$,

$$(15)\qquad \varphi_0^{\text{rad}} \leq \sqrt{\frac{N}{2X}}.$$

Le tableau ci-dessous renferme quelques valeurs numériques de α_0 et φ_0 calculées pour des commutateurs à 16, 32, 64 et 128 voies et pour des découplages de 20, 30 et 40 dB.

Les régions en chiffres gras sont celles où les valeurs trouvées sont trop importantes pour que les hypothèses simplificatrices qui sont à la base du calcul soient encore vérifiées.

N.	$X = 100$ (20 dB).		$X = 1\,000$ (30 dB).		$X = 10\,000$ (40 dB).	
	α_0.	φ_0 (degrés).	α_0.	φ_0 (degrés).	α_0.	φ_0 (degrés).
16...	0,28	**16**	0,09	5,2	0,02	1,6
32...	**0,40**	**23**	0,12	6,8	0,04	2,3
64...	**0,56**	**32**	**0,18**	**10**	0,05	3,2
128...	**0,80**	**46**	**0,25**	**14**	0,08	4,6

Il n'en subsiste pas moins la conclusion importante que les conditions à réaliser sur les déphaseurs sont d'autant moins sévères que le nombre des voies est plus grand, mais on se souviendra que ce calcul ne tient que lorsque les erreurs d'amplitude et de phases sont indépendantes les unes des autres; ce qui n'est pas le cas lorsqu'elles ont leur origine dans une variation de température ou de fréquence.

3. DÉPHASEURS A FERRITES.

3.1. Ils peuvent être de plusieurs types suivant que le déphasage est obtenu par rotation de Faraday ou par contrôle de la vitesse de l'onde dans le ferrite.

L'intérêt du déphasage par rotation du plan de polarisation apparaît sur la figure 8. Il est avanta-

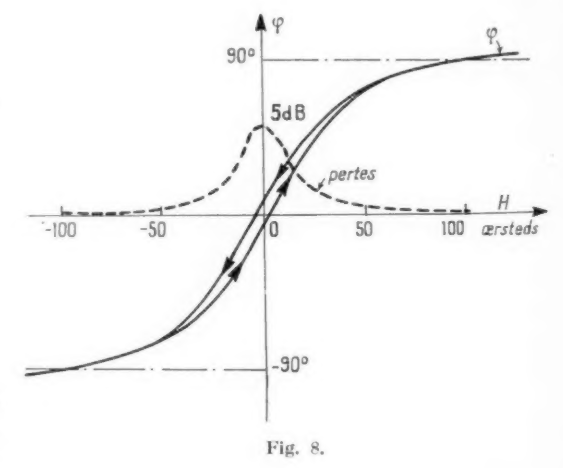


Fig. 8.

geux en effet d'utiliser comme points de fonctionnement les points A et B qui se trouvent au début

de la zone de saturation du matériau, d'où une moindre sensibilité aux erreurs sur le champ appliqué en même temps qu'une faible perte d'insertion. Ce dispositif est malheureusement limité aux fréquences supérieures à 5 000 MHz et aux puissances crêtes inférieures à 100 kW (par élément).

Le contrôle de la vitesse de propagation peut être obtenu ou bien sur guide circulaire (avec champ de polarisation axial) ou bien sur guide rectangulaire (avec champ axial ou transversal) ou même sur strip line ou sur coaxial.

Il y a deux régions de fonctionnement possibles :

1° aux champs faibles (c'est-à-dire lorsque le matériau n'est pas saturé). On peut sous l'effet d'un *champ axial*, contrôler l'aimantation du matériau et, par conséquent, la vitesse de propagation de l'onde qui le traverse;

2° au voisinage de la résonance, soit au-dessus, soit au-dessous; le champ appliqué peut être *axial ou transversal*; il agit alors sur la perméabilité tensorielle du milieu, donc là encore sur la vitesse de propagation de l'onde qui le traverse.

3.2. Les pertes qui apparaissent dans le matériau sont :

1° Les pertes gyromagnétiques qui sont très importantes lorsque le champ appliqué H_z est égal au champ de résonance H_R.

2° Les pertes diélectriques indépendantes de H_z et qu'on sait en général rendre très faibles.

3° Les pertes dues, en l'absence de champ magnétique appliqué, au champ effectif régnant à l'intérieur du matériau (champ d'anisotropie essentiellement). Ces pertes apparaissent entre les fréquences

$$f_1 = \frac{\gamma}{2\pi} H_A$$

et

$$f_2 = \frac{\gamma}{2\pi} (H_A + 4\pi M_S),$$

où

$H_A = \frac{2k_1}{M_S}$, est le champ d'anisotropie;

$4\pi M_S$, l'aimantation à saturation;

k_1, une constante;

γ, le rapport gyromagnétique de l'électron.

Lorsque la fréquence de fonctionnement diminue, le champ de résonance diminue et les pertes aux champs faibles peuvent apparaître. Du fait de la largeur ΔH de la raie de résonance, les pertes peuvent être importantes pour toute valeur de champ appliqué. Pour être utilisable, le matériau devra réaliser certaines conditions qui dépendent de la région d'emploi.

1° RÉGION 1. — *Champs faibles* (Utilisation de la courbe d'aimantation des ferrites). — Il y a apparition de pertes en dessous de la fréquence :

$$f_2 = \frac{\gamma}{2\pi} (H_A + 4\pi M_S).$$

Il faudra donc utiliser des matériaux tels que

$$H_A + 4\pi M_S < \frac{\omega}{\gamma} \tag{16}$$

tout en maintenant une température de Curie assez élevée pour supporter la puissance incidante. Il faut d'autre part que la largeur de la ligne de résonance ΔH soit suffisamment faible pour que des pertes n'apparaissent pas à des fréquences supérieures à f_2.

2° RÉGION 2. — *a. Au voisinage et au-dessous de la résonance.* — Cette région sera utilisable s'il existe au moins une valeur de champ appliqué H_z pour laquelle les pertes aux champs faibles ont disparu et les pertes à la résonance ne sont pas encore sensibles. Ceci suppose :

$$H_z > H_{\text{saturation}}$$

ou

$$H_z > H_A + N_z M_S \tag{17}$$

et

$$H_z < H_R.$$

avec

$$\frac{\omega}{\gamma} = [H_R + 4\pi(N_x - N_z) M_S]^{\frac{1}{2}} [H_R + (N_y - N_z) 4\pi M_S]^{\frac{1}{2}},$$

où N_x, N_y, N_z sont les facteurs démagnétisants. Il faut tenir compte également des performances théoriques du matériau. Dans le cas d'ondes planes se propageant dans un milieu infini de ferrite, Hogan a calculé le facteur de mérite théorique du matériau supposé idéal, en ne considérant que les pertes associées à la partie imaginaire μ'' de la perméabilité. Ce facteur de mérite $F = \frac{\text{déphasage}}{\text{pertes}}$ s'écrit en négligeant les pertes diélectriques :

$$F = \frac{H_R}{2,2\,\Delta H}. \tag{18}$$

En prenant le cas le plus favorable, $N_z = 1$ et en choisissant la valeur raisonnable

$$H_R - H_z > 3\Delta H,$$

on trouve

$$H_i < \frac{\omega}{\gamma} - 3\Delta H. \tag{19}$$

b. Au voisinage et au-dessus de la résonance. — Le facteur de mérite théorique devient

$$F = \frac{H_R}{2,2\,\Delta H}\left(1 + \frac{H_z}{4\pi M_s}\right)$$

et pour $H_z = 4\pi M_s$:

$$F = \frac{H_R}{\Delta H}. \tag{20}$$

Il faut de plus que le matériau soit saturé pour $H_z < H_R$. Cette condition est réalisée avec

$$H_R = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_s, \qquad H_{sa} = H_i + 4\pi M_s,$$

si

$$H_i < \frac{\omega}{\gamma}. \tag{21}$$

3.3. Quel que soit le type de déphaseur, utilisé le champ de polarisation doit varier, dans le temps, entre deux états stables affectant ainsi la forme de signaux rectangulaires. La création de ce champ par une bobine est assez délicate et nécessite souvent une puissance de commande importante. Il est alors préférable de superposer à un champ continu d'intensité convenable, des aimants permanents dont on renverse l'induction à l'aide d'impulsions de courant de forte intensité. Le choix du matériau constitutif de l'aimant est fonction du champ d'aimantation dont on peut disposer (1000 Oe au maximum) et l'on est conduit à utiliser des aciers au cobalt et au tungstène.

CONCLUSION.

Le commutateur décrit dans cet article possède des avantages nombreux provenant de ce qu'il est d'abord un *montage parallèle d'éléments identiques*. Il permet de ce fait le contrôle de puissances d'autant plus importantes que le nombre de voies est plus grand. Sa perte d'insertion est celle d'un seul déphaseur, et sa bande passante n'est limitée que par celle de ses composants. Quand au découplage entre voies, il peut atteindre des valeurs élevées (30 dB) et cela d'autant plus facilement que le nombre des voies, là encore, est plus grand.

Enfin les études effectuées sur des déphaseurs à ferrite ont montré que ces systèmes pouvaient être utilisés jusqu'à des fréquences aussi basses que 100 MHz, et des puissances aussi fortes que 500 kW (*soit* 8 MW *pour un commutateur à* 16 *voies*).

Ce commutateur est donc parfaitement adapté aux problèmes de radars tridimensionnels dont le besoin se fait chaque jour plus pressant.

UTILISATION DES TRANSISTORS EN RÉGIME D'AVALANCHE (1)

Par P. CHAPOUILLE,

Département Applications Radar de la Compagnie générale de télégraphie Sans Fil.

Sommaire. — *Après un rappel de la théorie de Kidd, Hasenberg et Webster sur le fonctionnement en régime d'avalanche des transistors, l'auteur présente des résultats d'expériences effectuées sur différents types de transistors.*
Ces expériences ont consisté d'abord à relever les caractéristiques $I_c = f(V_{ce})$ des différents transistors, puis à réaliser différents types de générateurs d'impulsion. Des temps de montée de l'ordre de la nanoseconde ont été obtenus et une puissance crête de 360 W a pu être délivrée.
L'auteur donne ensuite quelques relations régissant le fonctionnement d'un générateur d'impulsions et étudie en particulier la puissance crête disponible et les énergies mises en jeu au cours d'une impulsion.
Quelques applications réalisées à partir de ces montages de base sont décrites, en particulier, un circuit diviseur de fréquence d'impulsions. (C. D. U. : 621.382.3.)

Summary. — *After a brief exposition of the theory of Kidd, Hasenberg and Wesbster on the operation of transistors under avalanche conditions, the author gives the results of experiments carried out on various types of transistor.*
The experiments consisted in taking the $I_c = f(W_{ce})$ characteristics of various transistors and constructing various types of pulse generators. Rise times of the order of one nanosecond were obtained with a peak power of 360 W.
The author then gives a few relations controlling the operation of a pulse generator and examines more especially the peak power available and the energy involved during a pulse.
A few applications on the basis of these fundamental circuits are described, including a pulse frequency divider circuit. (U. D. C. : 621.382.3.)

Inhaltsangabe. — *Nach einem kurzen Hinweis auf die Theorie von Kidd, Hasenberg und Webster über die Arbeitsweise der Transistoren mit Lawineneffekt bringt der Verfasser die Versuchsergebnisse, die er mit verschiedenen Typen von Transistoren erhalten hat. Der Zweck der Versuche bestand zunächst in der Aufnahme der Charakteristiken $I_c = f(V_{ce})$ bei verschiedenen Transistoren, um dann verschiedene Typen von Impulsgeneratoren zu bauen. Anstiegzeiten von etwa 1 ns konnten bei einer Scheitelleistung von 360 W erhalten werden.*
Der Verfasser gibt dann einige Beziehungen über die Arbeitsweise der Impulsgeneratoren und untersucht insbesondere die verfügbare Scheitelleistung sowie die im Laufe eines Impulses beanspruchte Arbeit.
Schliesslich beschreibt er einige Anwendungen dieser Schaltungen und insbesondere eine Frequenzteilerschaltung zum Teilen von Impulsfrequenzen. (D. K. : 621.382.3.)

1. THÉORIE DU RÉGIME D'AVALANCHE.

Dans un article paru en mars 1956 [1], Kidd, Hasenberg et Webster ont exposé une théorie du régime d'avalanche dû à la multiplication des porteurs, phénomène étudié entre autres par Mc Kay, Ebers et Miller [2], [3], [4]. On rappellera tout d'abord les points essentiels de cette théorie.

Si l'on trace les caractéristiques du courant collecteur en fonction de la tension collecteur-émetteur d'un transistor à jonctions (*fig.* 1), on peut distinguer six zones de fonctionnement :

a. Région 1 : zone de saturation;

---

(1) Manuscrit reçu le 10 février 1961.

b. Région 2 : zone normale à courant constant s'étendant de la saturation à la caractéristique $I_b = 0$ et limitée par la région 3;

c. Région 3 : zone de blocage;

d. Région 4 : zone à faible résistance dynamique, dite à tension constante;

e. Région 5 : zone à résistance négative (dans les zones 4 et 5, le courant de base est inversé et la diode émetteur-base est bloquée);

f. Région 6 : claquage de la diode collecteur-base.

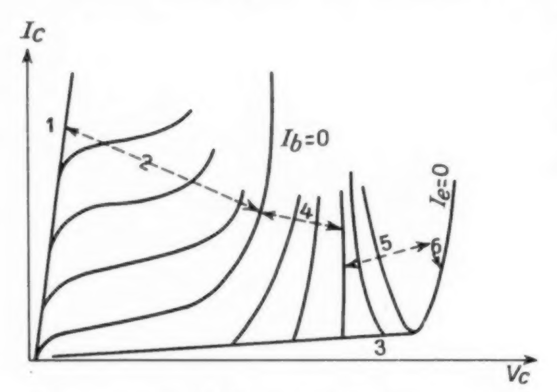


Fig. 1. — Caractéristiques de collecteur $I_c = f(V_c)$.

Les zones intéressées par le phénomène d'avalanche sont constituées par les régions 4 et 5. Ce phénomène est dû à une ionisation par choc se produisant dans la zone de déplétion collecteur du transistor : Un électron ou un trou ayant acquis une énergie suffisante peut générer une paire électron-trou par excitation directe au travers de la bande interdite. On peut ainsi provoquer une avalanche de trous ou d'électrons et causer le claquage de la jonction. Suivant le type de transistors (*n-p-n* ou *p-n-p*) un flot de trous ou d'électrons ainsi produits par ionisation s'écoule vers le collecteur. Les porteurs de signe opposés se dirigent en sens inverse dans la base et augmentent la concentration des porteurs majoritaires. Ce supplément de charge polarise dans le sens conducteur la jonction émetteur qui injecte alors dans la base suivant le processus normal.

On va maintenant considérer l'écoulement des électrons et des trous dans un transistor qu'on supposera *p-n-p*. La figure 2 indique les composantes des courants d'électrons et de trous dans le transistor, les flèches indiquant le sens d'écoulement des porteurs.

Le courant émetteur I_E est constitué par le courant I_p dû aux trous injectés dans la base et le courant I_e dû aux électrons passant de la base à l'émetteur. Si l'on appelle γ l'efficacité de l'émetteur on a

$$(1) \qquad \gamma = \frac{I_p}{I_p + I_e} \simeq 1 - \frac{I_e}{I_p}, \qquad \text{car} \quad I_p \gg I_e.$$

Une fraction β du courant de trou I_p diffuse à travers la base, tandis que la fraction $(1 - \beta)\, I_p$ est perdue par recombinaison avec des électrons dans les centres de recombinaison C. R. Par contre, le courant de saturation I_s dû à la génération de paires électrons-trous par agitation thermique s'ajoute au courant injecté. On peut alors considérer qu'on dispose d'un courant « primaire » de collecteur $(\beta\, I_p + I_s)$. Dans la zone de déplétion où règne un champ intense, se produit une ionisation interne multipliant le courant primaire par un facteur M, qui est approximativement de la forme

$$(2) \qquad M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_b}\right)^n}$$

comme l'ont montré Ebers et Miller [4].

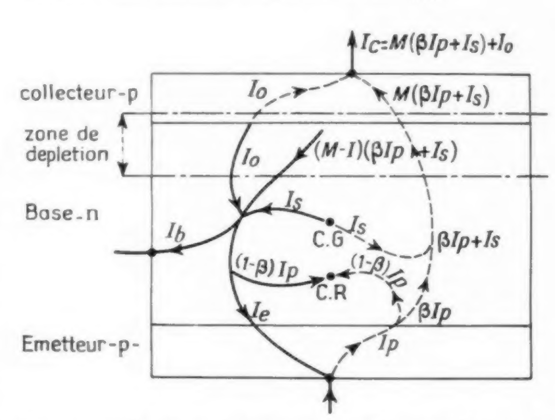


Fig. 2. — Écoulement des trous (traits ponctués) et des électrons (traits pleins) dans un transistor à jonction (d'après Kidd et autres).

Dans cette relation, V est la tension collecteur base, V_b la tension de claquage par avalanche de la jonction collecteur, qui dépend de la densité d'impureté dans la base, et qui peut être cachée par d'autres claquages se produisant à des tensions plus faibles (effet Zener, conduction en surface, etc.).

L'exposant n est d'environ 3 pour les transistors *p-n-p* et compris en général entre 4,6 et 6,6 pour des transistors *n-p-n*.

Outre le courant principal de collecteur $M(\beta I_p + I_s)$, on doit considérer un courant de fuite I_0 (dû par

exemple à la conduction en surface et qui n'est pas multiplié par M).

Considérons maintenant les sources de courants dues aux électrons; elles sont constituées par le courant de fuite I_0, le courant de base I_b, le courant de génération thermique I_s et le courant dû au mécanisme de multiplication dans la zone de déplétion; si l'on veut assurer la continuité du courant dans cette zone, le dernier courant devra être égal à $(M-1)(\beta I_p + I_s)$. Ces courants électroniques pourront quitter la base, soit par la connexion de base (courant I_b), soit par l'émetteur (courant I_e), soit par recombinaison avec des trous issus de l'émetteur [courant $(1-\beta) I_p$].

L'équation du courant électronique dans la base est alors

$$(3) \qquad I_0 + I_s + (M-1)(\beta I_p + I_s) = I_b + I_e + (1-\beta) I_p,$$

or

$$I_e = (1-\gamma) I_p,$$

d'où l'expression du courant de trous

$$(4) \qquad I_p = \frac{I_0 + M I_s - I_b}{(1-\beta) + (1-\gamma) - \beta(M-1)}.$$

Cette expression peut être simplifiée en remarquant que le terme $(1-\beta)+(1-\gamma)$ est approximativement égal à l'inverse du gain en courant émetteur commun α_{cb} (souvent désigné par β par les utilisateurs) et qu'on considérera ici comme constant bien qu'il varie avec le courant émetteur et la tension collecteur. On admettra également que β est égal à 1. Avec ces simplifications, on obtient

$$(5) \qquad I_p = \frac{I_0 + M I_s - I_b}{\dfrac{1}{\alpha_{cb}} - (M-1)}.$$

Cette relation montre que si le numérateur n'est pas nul, I_p devient infini quand

$$M = 1 + \frac{1}{\alpha_{cb}},$$

or α_{cb} étant en général supérieur à 10, on voit que M reste très voisin de 1.

Lorsque le courant de base est nul, le courant de collecteur aux faibles tensions est $\alpha_{cb}\, I_{c0}$. Quand la tension augmente, I_p va croître et va devenir beaucoup plus grand que I_s et I_0. Comme, d'autre part, M et β restent très voisins de 1, le courant de collecteur sera sensiblement égal à I_p au lieu de $M(\beta I_p + I_s) + I_0$ dans la région de claquage et la courbe de I_c pour $I_b = 0$ est correctement représentée par

$$I_c \simeq \frac{I_{c0} + M I_s}{\dfrac{1}{\alpha_{cb}} - (M-1)}.$$

Les relations (2) et (5) permettent également de faire apparaître la résistance négative de la région 5 (*fig.* 1). La tension collecteur-émetteur étant très peu différente de la tension collecteur-base, on peut confondre les deux et écrire

$$(6) \qquad \frac{V_c}{V_b} = \left[\frac{\dfrac{I_p}{\alpha_{cb}} - I_0 - I_s + I_b}{I_p + \dfrac{I_p}{\alpha_{cb}} - I_0 + I_b}\right]^{\frac{1}{n}}$$

Pour les fortes valeurs de I_p trouvées dans la zone de claquage, il constitue le terme dominant du courant collecteur et du dénominateur de la relation (6). On peut alors simplifier cette relation

$$(7) \qquad \frac{V_c}{V_b} \simeq \left(\frac{1}{\alpha_{cb}} - \frac{I_0 + I_s - I_b}{I_c}\right)^{\frac{1}{n}}.$$

Cette relation fait apparaître une décroissance de V_c lorsque I_c croît, correspondant à une résistance négative, à condition que les autres termes de l'équation restent constants. En réalité, les variations de α_{cb} avec I_c et de I_0 avec V_c tendent à réduire la résistance négative et même à la masquer complètement dans certains cas.

Cette théorie, admettant la neutralité des charges et la diffusion pure, ne constitue qu'une première image et ne s'intéresse pas au temps de transit des porteurs lors de l'avalanche. Les auteurs reconnaissent qu'il doit exister un champ important dans la base qui expliquerait la très grande rapidité de l'établissement du courant.

2. RELEVÉ DES CARACTÉRISTIQUES.

2.1. Principe.

Lorsqu'on désire relever les caractéristiques du courant de collecteur (ou d'émetteur) en fonction de la tension collecteur-émetteur par exemple, on est gêné par le fait que dans la zone normale (région 2) le transistor se comporte comme un système stable en tension (générateur de courant) tandis que dans les régions 4 et 5 il se comporte comme un dispositif stable en courant (générateur de tension).

Le principe de la mesure des caractéristiques consiste à imposer un courant de base et à faire

varier la tension de collecteur au moyen d'un générateur ayant une résistance interne convenable pour tenir compte de la remarque précédente, d'une part, et telle qu'elle ne provoque pas un accrochage lors du passage dans la région 5, d'autre part.

Remarquons que lors du tracé d'un réseau complet de caractéristiques telles que celui de la figure 1, le point de fonctionnement entre dans des zones de très fortes dissipations. Il faudra donc opérer très rapidement afin de ne pas détériorer le transistor et il n'est donc pas question d'utiliser un des traceurs de courbes couramment disponibles dans le commerce : le balayage de tension collecteur est en effet produit par redressement d'une tension alternative à la fréquence du secteur, et un transistor soumis à ce régime est immédiatement détruit. D'un autre point de vue, on ne doit pas effectuer le balayage de la tension collecteur trop rapidement, afin que les caractéristiques relevées ne soient pas affectées par les éléments réactifs parasites (capacités et self-inductance) du montage, ou par les caractéristiques variables avec la fréquence du transistor à mesurer.

On doit donc chercher un compromis et il semble que le balayage en tension collecteur à l'aide d'une tension en dent de scie d'une durée voisine de 100 µs et ayant une fréquence de répétition comprise entre 100 et 1 000 Hz soit convenable.

2.2. Réalisation pratique.

Le montage destiné à relever les caractéristiques des transistors a été prévu pour être adjoint à un oscilloscope « Tektronix » modèle 535 ou 545 et pour relever les caractéristiques de transistors *p-n-p*.

La tension de balayage en dent de scie est fournie par la base de temps A de l'oscilloscope, réglée sur 10 µs/cm et attaque un amplificateur de puissance dont le schéma de principe est donné sur la figure 3.

La base de temps B sert à fixer la fréquence de répétition des mesures et est réglée sur 5 ms, correspondant à une fréquence de 200 Hz.

L'amplificateur de puissance permet de délivrer des tensions de crête de l'ordre de 180 V et des courants supérieurs à 50 mA.

On doit remarquer que le montage ainsi réalisé ne mesure pas le courant collecteur en fonction de la tension collecteur-base, mais le courant d'émetteur en fonction de la tension collecteur-masse, toutefois, les relevés étant faits à courant base constant et faible, on peut confondre I_c et I_e; d'autre part, la tension collecteur-base est très peu différente de la tension collecteur-émetteur, et la résistance de mesure du courant d'émetteur compense en partie cet écart.

Afin d'obtenir des réseaux de courbes, on fera plusieurs clichés superposés de l'image obtenue sur l'écran de l'oscilloscope pour différentes valeurs du courant I_b fixé par ailleurs.

2.3. Résultats des mesures.

Les mesures ont porté sur cinq types de transistors *p-n-p* au germanium, comportant deux transistors obtenus par alliage (SFT 128-OC 45), deux

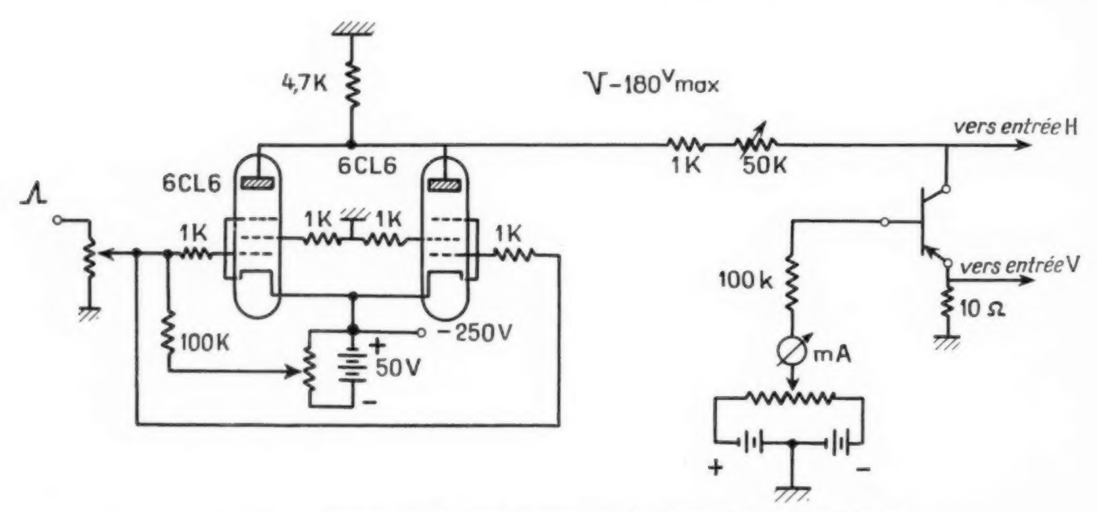
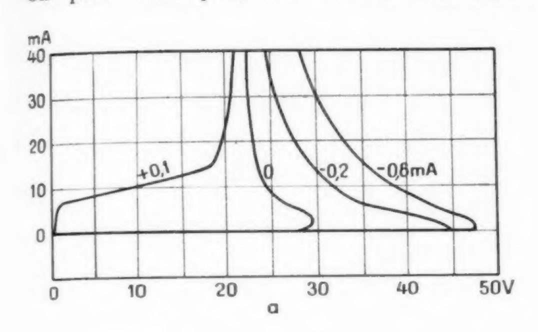
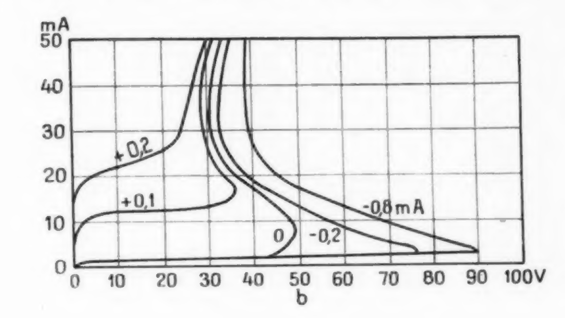


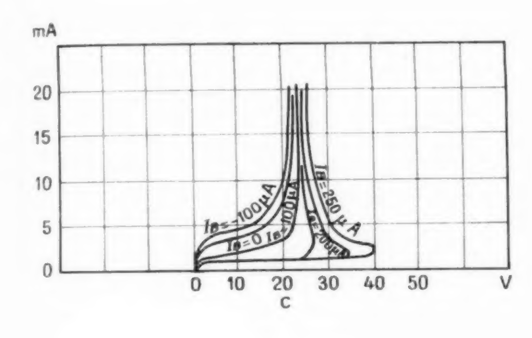
Fig. 3. — Schéma de principe du montage de mesure des caractéristiques.

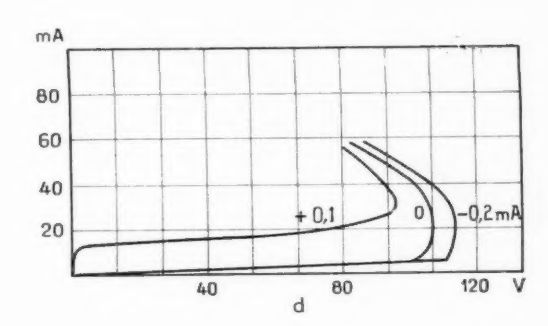
types de transistors « Drift » (SFT 115-SFT 155 ou 2 N 384) et un transistor MADT (2 N 1499).

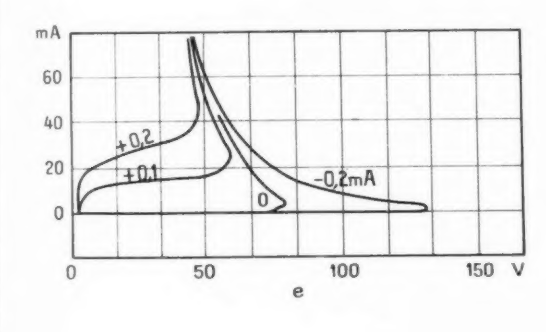
On peut remarquer, sur les caractéristiques relevées, que les courbes $I_b = 0$ présentent dans la majorité des cas, une résistance négative très marquée, contrairement à ce que l'étude de Kidd-

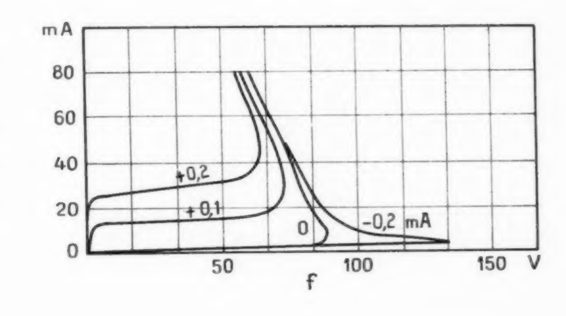


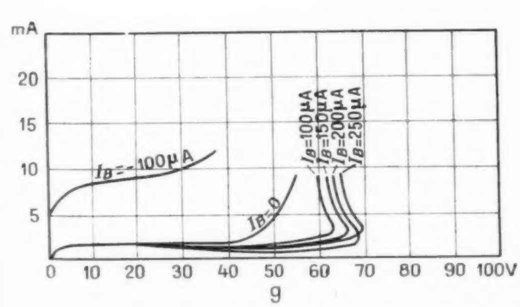












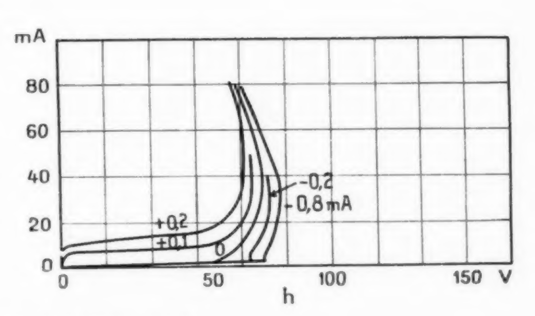


Fig. 4. — Réseau de caractéristiques I_c — V_c.

Hasenberg-Webster fait apparaître. Certains transistors, tel que le SFT 155, n° 54 ou le SFT 115, n° 10 présentent un comportement franchement anormal et ne peuvent être utilisés en avalanche.

3. QUELQUES APPLICATIONS.

Parmi les applications qu'on peut envisager du régime d'avalanche, on a recherché surtout la génération d'impulsions brèves à flancs raides. Ces générateurs d'impulsions peuvent être, soit déclenchés, et dans ce cas ils peuvent remplacer des oscillateurs bloqués fonctionnant en régénérateurs d'impulsions, soit être auto-oscillants. Du fait du temps de récupération obligatoire entre deux impulsions successives, les générateurs déclenchés pourront servir de diviseurs de fréquence d'impulsions. Enfin l'utilisation de générateurs déclenchés utilisant un transistor *n-p-n* et un transistor *p-n-p* permettra de réaliser un régénérateur délivrant des impulsions de polarités opposées.

Étant donné les faibles durées des impulsions obtenues et les fréquences de répétition relativement élevées de certains générateurs, il devient possible d'utiliser comme ligne de retard des câbles coaxiaux et de réaliser ainsi des générateurs de groupes d'impulsions dont on donnera quelques exemples.

Il est bien évident qu'il ne s'agit là que de quelques applications très limitées qu'on a eu l'occasion d'assayer, mais qu'un champ beaucoup plus vaste d'applications est possible. On doit remarquer à cet égard que les premiers articles d'applications datent de 1955 et qu'après avoir connu une période de sommeil, les applications commerciales du transistor en avalanche ont vu le jour avec l'apparition, vers 1959, des premiers oscilloscopes à échantillonnages.

3.1. Générateurs d'impulsions déclenchés.

Le schéma de principe d'un générateur d'impulsions est donné sur la figure 5, sur laquelle on a porté à titre indicatif les valeurs de certains éléments.

Le fonctionnement du générateur est le suivant : au repos, la jonction émetteur base est bloquée et un courant inverse de base polarise le transistor au point A (*fig.* 6), déterminé par le courant i_{b_2}, la tension V_c et la résistance de charge statique R_c.

Si l'on applique alors à l'entrée une impulsion de courant d'amplitude au moins égale à $(i_{b_1} - i_{b_2})$, on atteindra dans un temps très court un point de fonctionnement B défini par i_{b_1} et par la résistance de charge dynamique

$$\frac{R R_c}{R + R_c} \approx R \quad \text{si} \quad R_c \gg R$$

à condition que la constante de temps R. C. soit grande devant le temps de commutation du transistor.

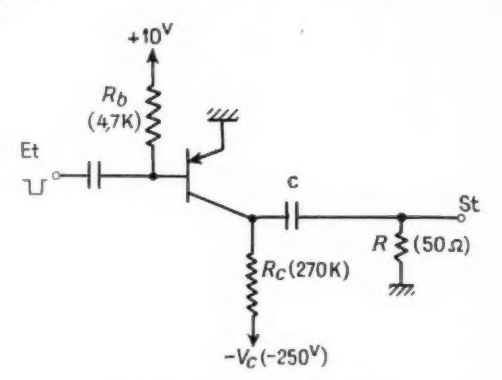


Fig. 5. — Schéma de principe d'un générateur d'impulsions.

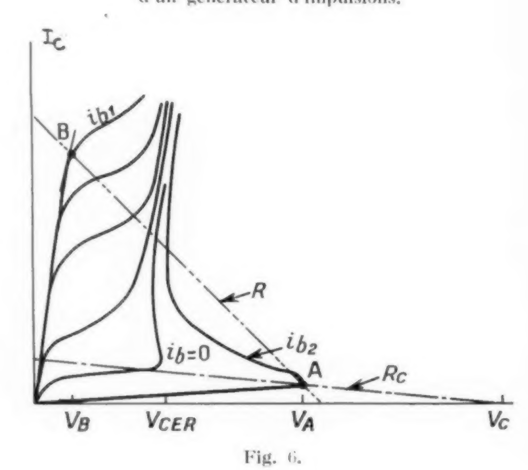


Fig. 6.

La tension collecteur conservera la valeur de V_B pendant un temps égal à la durée de l'impulsion d'entrée τ augmentée du temps de saturation T_s du transistor. Pendant ce temps, le condensateur C, qui était primitivement chargé à la tension V_A, se déchargera à travers la résistance R et la résistance de saturation R_s du transistor. Si la constante de temps $(R + R_s)\,C$ est relativement faible devant la durée $(\tau + T_s)$, le condensateur C sera complètement déchargé et après la désaturation du transistor, il se rechargera à travers R_c jusqu'à la

tension V_A. La figure 7 donne un diagramme des courants et tensions mis en jeu.

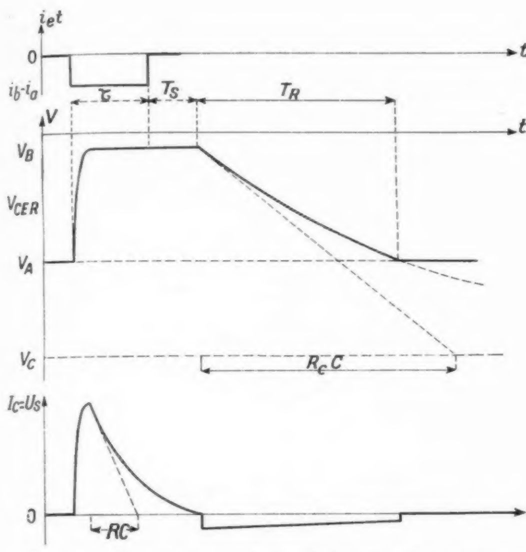


Fig. 7. — Fonctionnement du générateur d'impulsions.

On voit que le temps de récupération T_R sera donné par

$$(V_A - V_B) = (V_C - V_B)\left(1 - e^{-\frac{T_r}{R_c C}}\right), \tag{8}$$

soit

$$T_R = R_c C \operatorname{Log}_e \frac{V_C - V_B}{V_C - V_A}. \tag{9}$$

La fréquence maximale de répétition des impulsions sera alors

$$F_{max} = \frac{1}{\tau + T_s + T_R}. \tag{10}$$

Si l'on a, comme dans tous les cas pratiques, $T_R \gg \tau + T_s$ on peut écrire

$$F_{max} = \frac{1}{R_c C \operatorname{Log}_e \frac{V_C - V_B}{V_C - V_A}}. \tag{11}$$

Les figures 8 et 9 montrent les résultats obtenus avec successivement un transistor à jonctions alliées (SFT 128) et des transistors Drift (SFT 115-SFT 155). Les oscillogrammes correspondant aux transistors SFT 128 et SFT 115 ont

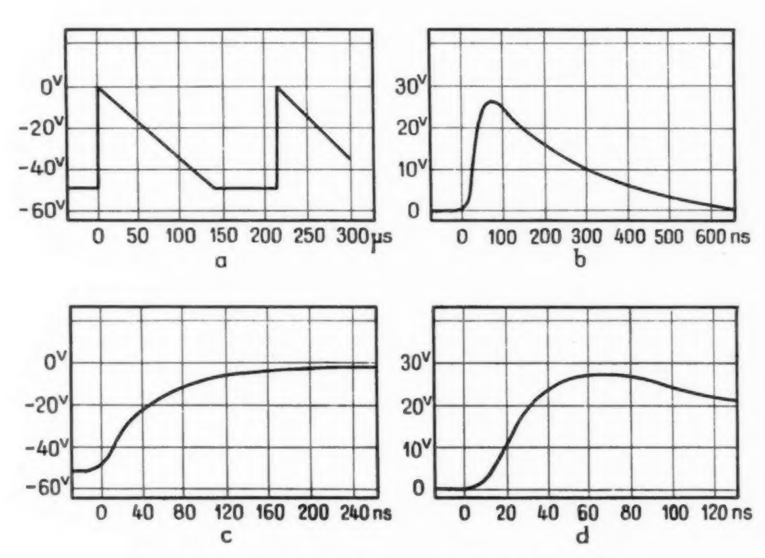


Fig. 8. — Générateur d'impulsions à transistor SFT 128.

(R_c = 270 K, R = 50 Ω, C = 2 000 pF; impulsion d'entrée : 1 V, 0,2 µs.

a. Tension collecteur :
Échelle H : 50 µs/carreau;
Échelle V : 20 V/carreau.

b. Tension de sortie :
Échelle H : 0,1 µs/carreau;
Échelle V : 10 V/carreau.

c. Montée de la tension collecteur :
Échelle H : 40 ns/carreau;
Échelle V : 20 V/carreau.

d. Montée de la tension de sortie :
Échelle H : 20 ns/carreau;
Échelle V : 10 V/carreau.

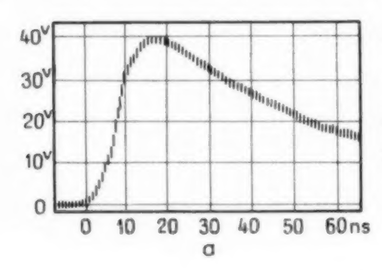
été obtenus à l'aide d'un oscilloscope Tektronix 545 tandis que ceux relatifs au transistor SFT 155 l'ont été avec un oscilloscope à échantillonnage (tiroir N-Tektronix).

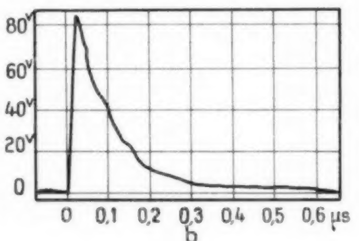
De ces différentes expériences, on peut relever les résultats suivants : Le transistor à jonction alliée permet d'obtenir dans une charge de 50 Ω une impulsion de 25 V environ, dont le temps de montée (10-90 %) est de l'ordre de 25 ns. Les transistors Drift permettent d'obtenir des tensions plus élevées (40 V pour le transistor SFT 115; jusqu'à 90 V pour certains transistors SFT 155) avec des temps de montée beaucoup plus faibles (de l'ordre de 6 ns pour le transistor SFT 115 et de 2 ns pour un transistor SFT 155).

trouvé une résistance. Pour le transistor SFT 128, cette résistance est de 15 Ω, correspondant à une tension de 19 V, un courant crête de 1,26 A et une puissance de 24 W. Pour le transistor SFT 155, on doit utiliser une résistance de 10 Ω; la tension est alors de 60 V, le courant de 6 A et la puissance crête de 360 W.

Les expériences ont montré par ailleurs que la variation de la puissance de sortie en fonction de la résistance R était de la forme $\frac{R}{(K+R)^2}$ dans toute la gamme de résistances utilisées.

Le type de générateur d'impulsions qu'on vient de décrire est le plus simple à réaliser, mais présente l'inconvénient de fournir une impulsion dissymé-





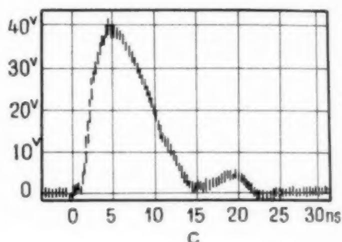


Fig. 9. — Générateurs d'impulsions à transistors Drift.

a. Tension de sortie : SFT 115, $R = 50\ \Omega$, $C = 200$ pF.

b. Tension de sortie : SFT 155, $R = 50\ \Omega$, $C = 1\ 000$ pF.

c. Tension de sortie : SFT 155, $R = 50\ \Omega$, $C = 200$ pF.

Ces temps correspondent à des vitesses de variation de tension comprises entre $0{,}8.10^9$ V/s pour le transistor SFT 128 et $1{,}6.10^{10}$ V/s pour le transistor SFT 155, soit des gradients de courant compris entre $1{,}6.10^7$ et $3{,}2.10^8$ A/s. A cette échelle, une self-inductance de 0,01 µH, c'est-à-dire une boucle de 8 mm de diamètre en fil de 1 mm, donne une tension induite de 3,2 V. On devra donc particulièrement soigner les montages utilisant des transistors en avalanche.

Si l'on considère maintenant le courant maximal et la puissance de crête des impulsions délivrées à la charge, on obtient 500 mA et 12,5 W pour le transistor SFT 128; 800 mA et 32 W pour le transistor SFT 115; 1,8 A et 160 W pour le transistor SFT 155. On peut se demander s'il n'existe pas une valeur de résistance de charge permettant d'obtenir une puissance de crête maximale. Au cours d'essais effectués dans ce sens, on a effectivement

trique. Dans le but d'obtenir une impulsion rectangulaire, on peut songer à utiliser un montage à ligne de retard dérivé des montages employés dans les modulateurs de radars. Étant donnée la durée restreinte des impulsions désirées (quelques nanosecondes) on peut employer une certaine longueur de câble coaxial pour réaliser la ligne de retard.

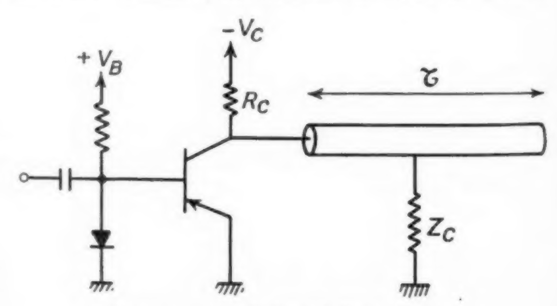


Fig. 10. — Générateur à ligne à retard.

On peut alors monter un circuit tel que celui de la figure 10. Au cours d'expériences, réalisées avec un transistor SFT 155 on a utilisé deux morceaux de câble coaxial 50 PD correspondant à des durées de 3 et 10 ns. On obtient des fronts de montée très rapides (inférieurs à 1 ns), mais par suite de la mauvaise adaptation de la ligne, le signal est perturbé par les réflexions successives.

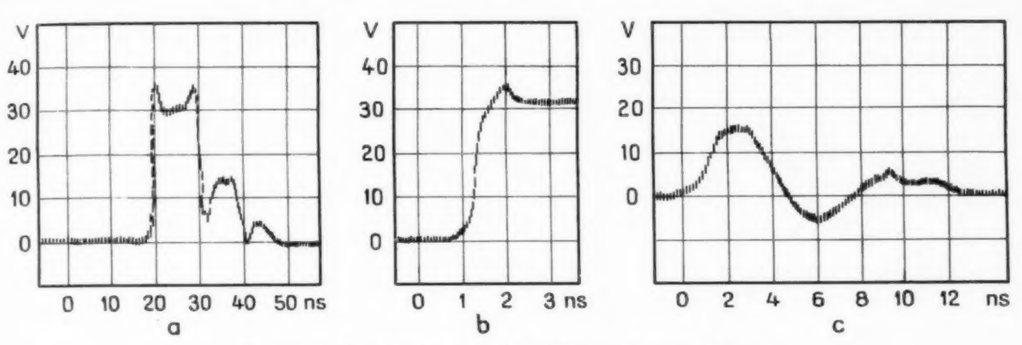


Fig. 11. — Tension de sortie du générateur à ligne à retard.
a. Durée, 10 ns; *b*. Durée, 10 ns; détail front avant; *c*. Durée, 3 ns.

La figure 11 représente les oscillogrammes relevés avec les deux longueurs de ligne.

3.2. Générateurs d'impulsions auto-oscillants.

Il est possible, en fixant convenablement le point de polarisation d'un montage tel que celui de la figure 5, d'obtenir un générateur auto-oscillant. Le fonctionnement en est le suivant : supposons que la constante de temps R. C. soit grande devant le temps d'ionisation du transistor, et que la résistance R ait une valeur telle qu'elle coupe en *b* et *c* la caractéristique d'avalanche.

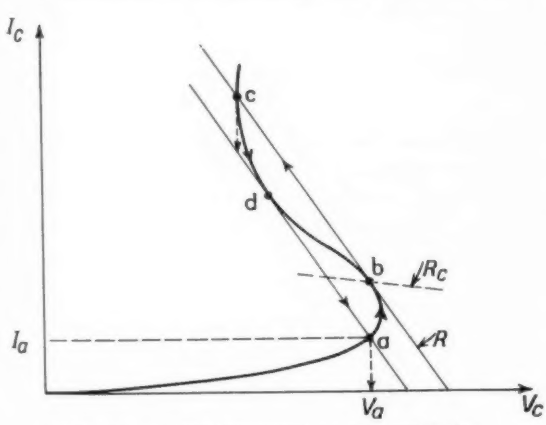


Fig. 12. — Fonctionnement en auto-oscillation.

A la mise sous tension, le condensateur se chargera de o à V_b. Arrivé à ce point, le point de fonctionnement passe très rapidement au point *c* de la caractéristique d'avalanche. Le condensateur se décharge alors rapidement et le point de fonctionnement décrit la portion *cd* de la caractéristique. Arrivé au point *d*, le courant dans le transistor et la tension à ses bornes passent brusquement à I_a, V_a; et le processus de charge relativement lente du condensateur reprend. En utilisant un transistor *p-n-p* Drift on a pu obtenir des impulsions de 50 ns de durée avec une fréquence de répétition atteignant 1 MHz.

3.3. Applications particulières des générateurs déclenchés.

3.3.1. Diviseurs de fréquence. — On a vu au paragraphe 3.1 que la fréquence maximale de répétition d'un générateur déclenché était donnée par

$$\frac{1}{F_{\max}} = \tau + T_s + R_c C \operatorname{Log}_e \frac{V_C - V_B}{V_C - V_A}. \qquad (12)$$

Si l'on applique à l'entrée d'un tel générateur des impulsions récurrentes de fréquence plus élevée que la fréquence maximale de répétition, le générateur fonctionnera en diviseur de fréquence.

Si F est la fréquence de répétition des impulsions d'entrée, n le facteur de division, on aura un fonctionnement correct si

$$n F_{\max} > F > (n - 1) F_{\max}. \qquad (13)$$

Ce montage de diviseur sera relativement stable, car la tension V_A étant en général assez faible

devant V_c, l'exponentielle de charge du condensateur C pourra presque être assimilée à une droite, donnant ainsi un seuil précis. D'autre part, les variations du seuil avec la température ne sont pas trop importantes, ce qui autorise des facteurs de division relativement élevés. Les figures 13 *a* à 13 *f* représentent les tensions d'entrée et les tensions de collecteur d'un tel montage pour des facteurs de division de 1 à 6.

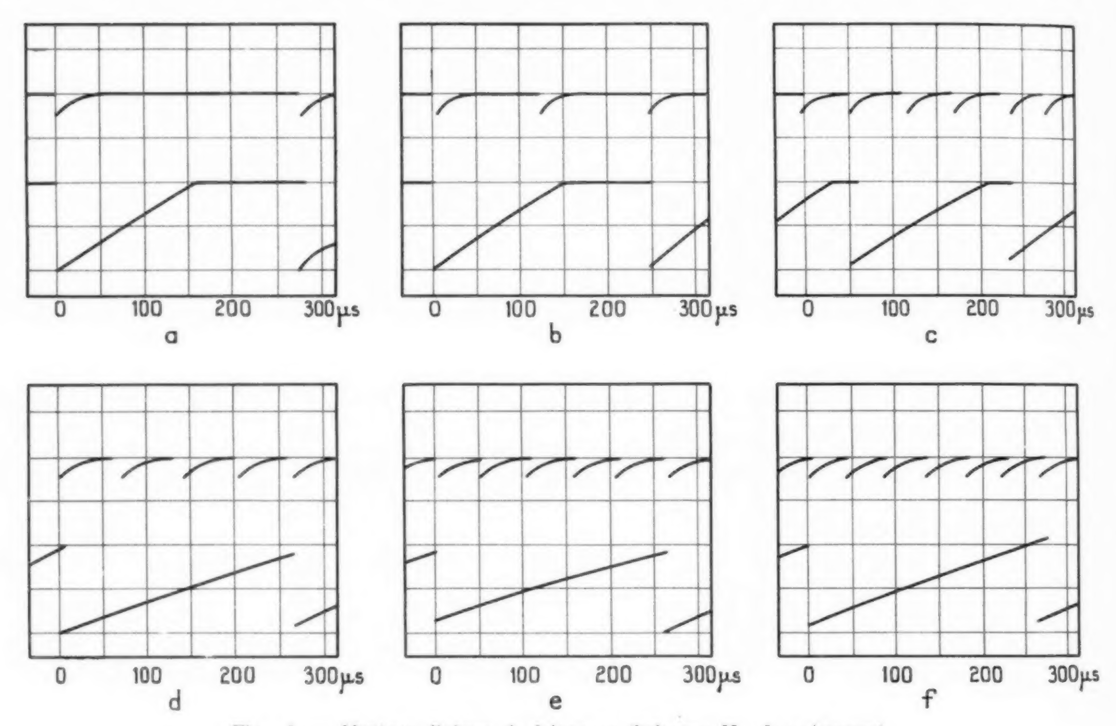


Fig. 13. — Montage diviseur de fréquence (balayage H = 50 µs/carreau).
a. Déclenchement normal; *b*. Division par 2; *c*. Division par 3; *d*. Division par 4; *e*. Division par 5; *f*. Division par 6.

3.3.2. Générateur d'impulsions bipolaires. — Le générateur d'impulsions déclenché décrit ci-dessus fonctionne en inverseur : l'impulsion de sortie est de polarité opposée à l'impulsion d'entrée. Dans de nombreux montages régénérateurs, on désire au contraire avoir une impulsion de même polarité que l'impulsion à régénérer, ou même on désire obtenir deux impulsions de sortie de polarités opposées. Ceci peut être évidemment obtenu en montant un transformateur de couplage entre le collecteur et la charge, la self-inductance primaire du transformateur pouvant d'ailleurs servir d'élément différentiateur (*fig.* 14). Dans ce cas, le condensateur C doit avoir une valeur suffisamment forte. Cependant, ce montage exige l'emploi d'un bobinage et l'on peut obtenir un résultat analogue en utilisant des transistors complémentaires. On peut coupler en chaîne un régénérateur équipé d'un transistor *p-n-p* avec un régénérateur équipé d'un transistor *n-p-n* : on obtient ainsi un ensemble qui régénère des impulsions d'entrée, soit positives (appliquées en e^+), soit négatives (appliquées en e^-) et qui distribue deux impulsions de polarités opposées. Le temps de retard de la seconde impulsion n'est qu'une fraction faible du temps de montée de la première

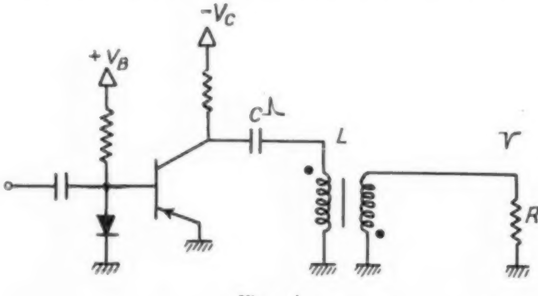


Fig. 14.

impulsion régénérée. La figure 15 donne le schéma de principe d'un tel générateur d'impulsions bipolaires qui pourrait avantageusement remplacer les oscillateurs bloqués dans de nombreuses applications.

4. ANALYSE DU FONCTIONNEMENT D'UN GÉNÉRATEUR D'IMPULSIONS.

Afin de pouvoir calculer les tensions, courants et puissances mises en jeu dans un générateur d'impul-

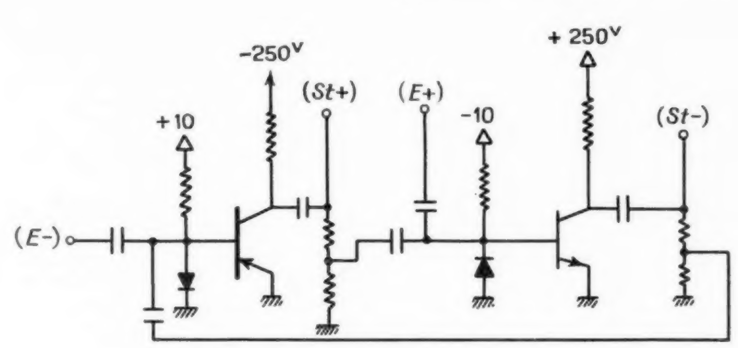


Fig. 15. — Régénérateur d'impulsions bipolaires.

3.3.3. Générateurs de groupes d'impulsions. — Pour certaines applications il peut être nécessaire de disposer de groupes d'impulsions brèves très rapprochées l'une de l'autre, mais dont la fréquence de répétition des groupes reste faible, par exemple on peut désirer deux impulsions de 25 ns de durées décalées de 50 ns, la fréquence de répétition des groupes étant de 500 kHz. On peut évidemment utiliser deux générateurs successifs en introduisant une ligne de retard de 50 ns entre les deux, puis regrouper les impulsions de sorties sur une seule voie. Il est cependant beaucoup plus pratique

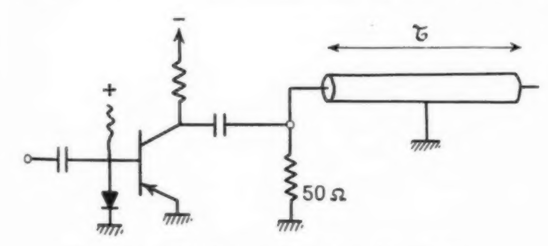
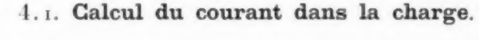


Fig. 16. — Générateur de paires d'impulsions.

d'utiliser les propriétés de réflexion des lignes de retard, qui pour des durées aussi faibles, peuvent être constituées par une petite longueur de câble coaxial. La figure 16 donne le schéma de principe d'un tel générateur de paires d'impulsions. Suivant que le câble est ouvert ou en court-circuit, on peut d'ailleurs obtenir deux impulsions successives de même polarité ou de polarités opposées.

sions utilisant un transistor en régime d'avalanche, on va proposer un modèle mathématique très simplifié.



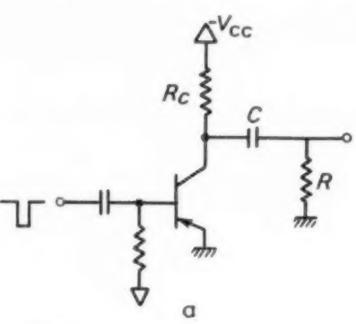
4.1. Calcul du courant dans la charge.

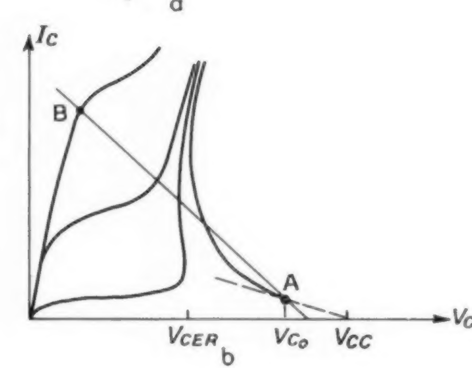
Pendant la période d'établissement du courant dans le transistor monté suivant le schéma de la figure 17 *a* on peut considérer que la tension aux bornes du transistor idéal (c'est-à-dire ne comportant en particulier aucune résistance de saturation) varie linéairement entre la valeur de la tension de retournement V_{co} (*fig.* 17 *b*) et une tension finale égale à la tension d'avalanche V_{cer} si le courant de base est nul ou inverse et à zéro si le courant de base est suffisant pour saturer le transistor.

Dans le générateur déclenché, on supposera qu'on est dans ce dernier cas et que la tension collecteur varie entre V_{co} et zéro en un temps τ caractéristique du transistor (*fig.* 17 *c*).

On supposera également que la résistance R_c est suffisamment grànde pour que le courant qui la traverse puisse être négligé pendant la durée de l'impulsion devant le courant traversant la résistance de charge R, le condensateur C et le transistor. Si la constante de temps $R.C.$ de la charge est suffisamment grande devant τ, le point de fonctionnement viendra en B, le condensateur C primitivement chargé à la tension V_{co} va se décharger à travers la résistance de charge R et la résistance de saturation R_s du transistor. Dans cette première phase, le schéma équivalent de la figure 18 *a* peut

être retenu, la tension $e(t)$ ayant l'allure donnée sur la figure 18 *b*.





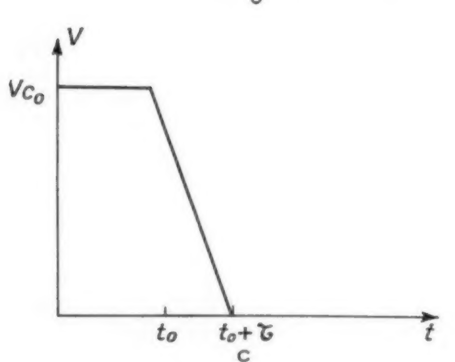


Fig. 17.

Le courant dans la charge sera donné par

$$(R+R_s)\,i + \frac{1}{C}\int_0^t i\,dt = e(t), \tag{14}$$

soit, sous forme symbolique,

$$(R+R_s)\,I(s) + \frac{I(s)}{C_s} = \frac{V_{c0}}{\tau}\,\frac{1}{s^2}\left(1-e^{-s\tau}\right) \tag{15}$$

dont la solution est

$$I = \frac{C V_{c0}\left(1-e^{-s\tau}\right)}{\tau s\left[1+C(R+R_s)s\right]} = \frac{V_{c0}}{(R+R_s)\tau}\,\frac{1-e^{-s\tau}}{s\left[s+\dfrac{1}{C(R+R_s)}\right]}. \tag{16}$$

Le courant i est donc donné par

$$\begin{cases} i(t) = \dfrac{V_{c0}C}{\tau}\left[1-e^{-\frac{t}{(R+R_s)C}}\right] \quad (0 < t \leq \tau), & (17\,a) \\[2ex] i(t) = \dfrac{V_{c0}C}{\tau}\left[e^{-\frac{t-\tau}{(R+R_s)C}} - e^{-\frac{t}{(R+R_s)C}}\right] & (17\,b) \\[1ex] \qquad (\tau < t \leq T_i + T_s) \end{cases}$$

si l'on désigne par T_i la durée de l'impulsion d'entrée et par T_s le temps de stockage du transistor.

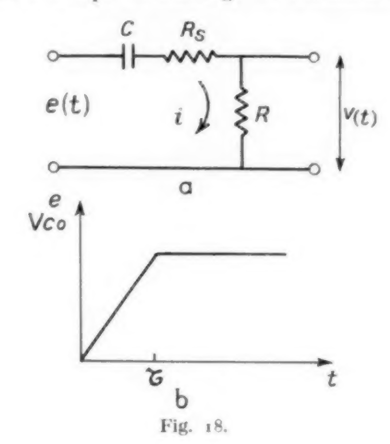


Fig. 18.

Le courant sera maximal pour $t = \tau$ et vaudra

$$i_{\max} = \frac{V_{c0}C}{\tau}\left[1-e^{-\frac{\tau}{(R+R_s)C}}\right]. \tag{17 c}$$

On peut considérer maintenant le cas particulier important en pratique, lorsque $\tau \ll (R+R_s)\,C$.

On peut alors écrire approximativement

$$i \simeq \frac{V_{c0}}{R+R_s}\,\frac{t}{\tau} \qquad (0 < t \leq \tau), \tag{18 a}$$

$$i_{\max} \simeq \frac{V_{c0}}{R+R_s}. \tag{18 b}$$

Dans ce cas, la puissance crête fournie à la charge est donnée par

$$P_c = \frac{V_{c0}^2 R}{(R+R_s)^2}. \tag{19 a}$$

Elle est maximale pour $R = R_s$ et vaut alors

$$P_{c\max} = \frac{V_{c0}^2}{4R_s}. \tag{19 b}$$

C'est bien une loi de cette forme qu'on a trouvée avec le transistor SFT 155, n° 55, donnant une puissance maximale de sortie de 360 W pour $R = R_s = 10\,\Omega$.

Toujours dans ce cas particulier, on peut admettre la forme simplifiée ci-dessous pour le front arrière de l'impulsion :

$$i \simeq i_{\max}\,\mathrm{e}^{-\frac{t}{(R+R_s)C}} \qquad (\tau < t \leq \mathrm{T}_i + \mathrm{T}_s). \tag{20}$$

Si maintenant on suppose au contraire que la constante de temps $\tau_c = (R + R_s)\,C$ est assez voisine du temps de commutation τ du transistor, le courant maximal de sortie sera donné par

$$\frac{i(\tau)}{i_{\max}} = \frac{\tau_c}{\tau}\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{\tau}{\tau_c}}\right), \tag{21}$$

la figure 19 donne la courbe de $\frac{i(\tau)}{i_{\max}}$ en fonction de $\frac{\tau_c}{\tau}$.

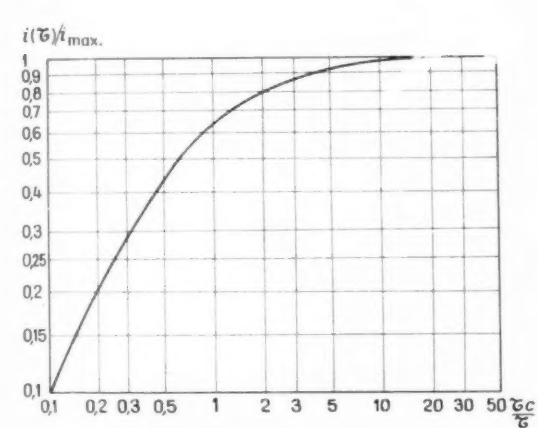


Fig. 19. — Variation de $i(\tau)$ avec le rapport des constantes de temps $\left(\frac{\tau_c}{\tau}\right)$.

4.2. Calcul de la tension de collecteur.

Si l'on reprend le modèle déjà proposé pour le calcul du courant dans la charge, le schéma équivalent permettant le calcul de la tension de collecteur v_c sera celui de la figure 20.

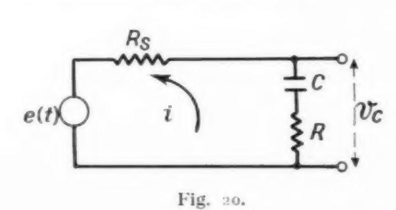


Fig. 20.

Pendant tout le temps de l'impulsion, c'est-à-dire de $t = 0$ à $t = T_i + T_s$, la tension de collecteur sera donnée par

$$v_c(t) = e(t) + R_s\, i(t), \tag{22}$$

soit

$$\begin{cases} e(t) = V_{c0}\left(1 - \dfrac{\tau}{t}\right), \\ e(t) = 0, \end{cases} \tag{23}$$

(*a*) $0 \leq t \leq \tau$;

(*b*) pour toute autre valeur de t inférieure à $T_i + T_s$; on distinguera alors deux cas :

4.2.1. La constante de temps $\tau_c = (R + R_s)\,C$ est grande devant $\tau \left(\frac{\tau_c}{\tau} \geq 10\right)$. — On a alors

$$\left\{\begin{array}{ll} (a) & v_c(t) = V_{c0}\left[1 - \dfrac{R}{R+R_s}\left(\dfrac{t}{\tau}\right)\right] \\ & \qquad (0 \leq t \leq \tau), \\ (b) & v_c(t) = V_{c0}\,\dfrac{R_s}{R+R_s}\,\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_c}} \\ & \qquad (\tau < t \leq \mathrm{T}_i + \mathrm{T}_s); \end{array}\right. \tag{24}$$

la figure 21 donne la forme des courbes $i(t)$, donc de la tension de sortie, et $v_c(t)$ dans le cas $\left(\frac{\tau_c}{\tau}\right) = 10$;

$$\frac{\mathrm{T}_i + \mathrm{T}_s}{\tau_c} > 10 \qquad \text{et} \qquad R = R_s.$$

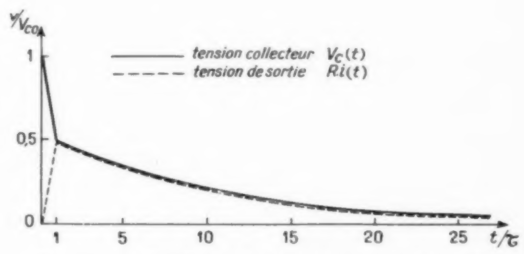


Fig. 21. — Tension collecteur et tension de sortie pendant la durée de l'impulsion.

4.2.2. La constante de temps τ n'est plus négligeable devant τ_c. — On devra alors reprendre la forme exacte de $i(t)$ et l'on trouverait

$$\left\{\begin{array}{ll} (a) & v_c(t) = V_{c0}\left\{\left(1 + \dfrac{R_s}{R+R_s}\,\dfrac{\tau_c}{\tau}\right) - \left[\dfrac{t}{\tau} + \dfrac{R_s}{R+R_s}\,\dfrac{\tau_c}{\tau}\,\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_c}}\right]\right\} \\ & \qquad (0 \leq t \leq \tau); \\ (b) & v_c(t) = V_{c0}\,\dfrac{R_s}{R+R_s}\,\dfrac{\tau_c}{\tau}\left(\mathrm{e}^{\frac{\tau_c}{\tau}} - 1\right)\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_c}} \\ & \qquad (\tau < t \leq \mathrm{T}_i + \mathrm{T}_s). \end{array}\right. \tag{25}$$

La figure 22 donne la forme des courbes $v_c(t)$ et $i(t)$ dans le cas $\tau_c = \tau$.

$$(T_i + T_s) \gg \tau_c, \qquad R = R_s.$$

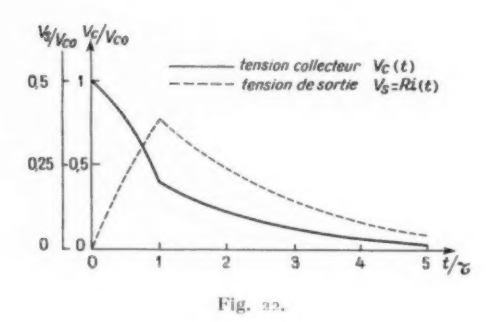


Fig. 22.

4.3. Puissances dissipées dans le transistor et dans la charge.

On calculera les puissances dissipées dans le cas simple où le temps de commutation τ est faible devant la constante de temps

$$\tau_c = (R + R_s)C.$$

4.3.1. Puissance dissipée dans la charge. — Entre l'instant $t = 0$ et l'instant $t = \tau$, on a vu que le courant dans la charge variait linéairement

$$(18\,a) \qquad i_{c1} = \frac{V_{c0}}{R + R_s}\,\frac{t}{\tau},$$

la puissance instantanée délivrée àl a charge est alors

$$(26) \qquad p_{c1} = \frac{V_{c0}^2 R}{(R + R_s)^2}\left(\frac{t}{\tau}\right)^2,$$

elle est maximale pour $t = \tau$ et vaut

$$(19\,a) \qquad p_{c1m} = \frac{V_{c0}^2 R}{(R + R_s)^2}.$$

Si l'on calcule maintenant l'énergie w_{c1} fournie à la charge pendant cette première partie de l'impulsion, on aura

$$(27) \qquad w_{c1}(t) = \frac{V_{c0}^2 R}{(R + R_s)^2}\,\frac{t^3}{3\tau^2};$$

à l'instant $t = \tau$, on aura fourni l'énergie

$$(28) \qquad w_{c1} = \frac{\tau V_{c0}^2 R}{3(R + R_s)^2},$$

on va introduire ici des variables réduites en posant

$$(29) \quad \begin{cases} \dfrac{R}{R_s} = x; \qquad \dfrac{t}{\tau} = \theta; \\ I_0 = \dfrac{V_{c0}}{R_s} \text{ représentera le courant de court-circuit du générateur équivalent au transistor;} \\ P_0 = \dfrac{V_{c0}^2}{R_s} \text{ sera la puissance de court-circuit;} \\ W_0 = \dfrac{\tau V_{c0}^2}{R_s} \text{ sera l'énergie caractéristique du transistor pendant le temps de commutation.} \end{cases}$$

Les expressions précédentes s'écriront alors

$$(30) \quad \begin{cases} (a) \quad i = \dfrac{I_0\theta}{1 + x}; \\ (b) \quad p_{c1} = \dfrac{x}{(1 + x)^2} P_0\theta^2; \\ (c) \quad p_{c1m} = \dfrac{x}{(1 + x)^2} P_0; \\ (d) \quad w_{c1}(\theta) = \dfrac{x}{(1 + x)^2}\,\dfrac{W_0}{3}\theta^3; \\ (e) \quad w_{c1} = \dfrac{x}{(1 + x)^2}\,\dfrac{W_0}{3}; \end{cases}$$

entre l'instant $t = \tau$ et l'instant $t = T_i + T_s$, on a vu que le courant était

$$(31) \qquad i_{c2} \cong \frac{V_{c0}}{R + R_s}\,e^{-\frac{t}{(R+R_s)C}}.$$

La puissance instantanée délivrée à la charge est alors

$$(32) \qquad p_{c2} = \frac{V_{c0}^2 R}{(R + R_s)^2}\,e^{-\frac{2t}{(R+R_s)C}}$$

et l'énergie fournie à la charge devient

$$(33) \qquad w_{c2} = \frac{V_{c0}^2 R}{(R + R_s)^2}\int_0^{T_i+T_s} e^{-\frac{2t}{(R+R_s)C}}\,dt,$$

$$(34) \qquad w_{c2} = \frac{V_{c0}^2 RC}{2(R + R_s)}\left[1 - e^{-\frac{2(T_i+T_s)}{(R+R_s)C}}\right],$$

si l'on pose maintenant $\tau_c = (R + R_s)C$ et si l'on suppose $(T_i + T_s) \gg \tau_c$ on pourra écrire sous forme réduite

$$(35) \qquad w_{c2} \cong \frac{W_0}{2}\,\frac{x}{(1 + x)^2}\left(\frac{\tau_c}{\tau}\right).$$

L'énergie totale délivrée à la charge à chaque impulsion est alors

$$(36) \qquad w_c = (w_{c1} + w_{c2}) = W_0\,\frac{x}{(1 + x)^2}\left(\frac{\tau_c}{2\tau} + \frac{1}{3}\right).$$

4.3.2. Puissance dissipée dans le transistor pendant l'impulsion. — On a vu au para-

graphe 4.2.1 que la tension de collecteur était donnée par

$$(24\,a)\qquad v_{c1}(t) = V_{c0}\left(1 - \frac{R}{R+R_s}\,\frac{t}{\tau}\right) \quad \text{entre o et } \tau.$$

La puissance instantanée dissipée dans le transistor dans cette première partie du fonctionnement est

$$(37)\qquad p_{d1} = i_{c1}v_{c1} = \frac{V_{c0}^2}{R+R_s}\,\frac{t}{\tau}\left(1 - \frac{R}{R+R_s}\,\frac{t}{\tau}\right),$$

soit, sous forme réduite,

$$(38)\qquad p_{d1} = \frac{\theta}{1+x}\left(1 - \frac{x\theta}{1+x}\right)P_0$$

suivant la valeur de $x = \frac{R}{R_s}$, le maximum de puissance dissipée aura lieu pour $\theta = 1$ et vaudra

$$P_{d1m} = \frac{P_0}{(1+x)^2} \qquad \text{pour} \quad 0 \leqq x \leqq 1;$$

pour $x > 1$, la puissance sera maximale pour $\theta = \frac{1+x}{2x}$ et sera égale à

$$P_{d1m} = \frac{P_0}{4x}.$$

L'énergie dissipée dans le transistor pendant cette première partie sera

$$(39)\qquad w_{d1} = W_0\int_0^1 \frac{\theta}{1+x}\left(1 - \frac{x\theta}{1+x}\right)d\theta,$$

soit, tous calculs faits,

$$(40)\qquad w_{d1} = \frac{3+x}{6(1+x)^2}\,W_0.$$

Pendant la descente de l'impulsion, la puissance dissipée dans le transistor est de la forme

$$p_{d2} = R_s i^2,$$

soit

$$(41)\qquad p_{d2} = \frac{V_{c0}^2 R_s}{(R+R_s)^2}\,e^{-\frac{2t}{(R+R_s)C}}$$

qu'on peut écrire sous forme réduite

$$(42)\qquad p_{d2} = \frac{P_0}{(1+x)^2}\,e^{-\left(\frac{2\tau}{\tau_c}\right)\theta}.$$

L'énergie dissipée pendant ce temps sera

$$(43)\qquad w_{d2} = \frac{V_{c0}^2 R_s C}{2(R+R_s)}\left[1 - e^{-\frac{2(T_i+T_s)}{(R+R_s)C}}\right];$$

si l'on suppose comme précédemment que $T_i + T_s > \tau_c$, on aura

$$(44)\qquad w_{d2} = \frac{W_0}{2}\,\frac{1}{(1+x)^2}\,\frac{\tau_c}{\tau}.$$

L'énergie totale dissipée dans le transistor pendant l'impulsion est alors

$$(45)\qquad w_d = w_{d1} + w_{d2} = \frac{W_0}{(1+x)^2}\left(\frac{x+3}{6} + \frac{\tau_c}{2\tau}\right).$$

On peut maintenant évaluer le rendement énergétique du montage pendant l'impulsion.

Si l'on pose

$$(46)\qquad y = \frac{\tau_c}{\tau},$$

le rendement énergétique sera exprimé par

$$(47)\qquad \eta = \frac{w_c}{w_c + w_d} = \frac{x}{1+x}\,\frac{3y+2}{3y+3},$$

il croît constamment avec x et avec y, tandis que la puissance de sortie passe par un maximum pour $x = 1$.

Remarque. — La puissance réelle dissipée dans le transistor sera égale à la puissance dissipée pendant les impulsions augmentée de la puissance dissipée en permanence par suite du courant résiduel.

Si la fréquence de répétition des impulsions est F_r, la puissance réellement dissipée sera

$$(48)\qquad p_{dt} = F_r w_d + V_{c0}\,\frac{V_{cc} - V_{c0}}{R_c}.$$

C'est cette puissance qui déterminera les conditions d'échauffement du transistor.

4.3.3. Autre forme de l'énergie caractéristique du transistor. — On a désigné par énergie caractéristique la quantité

$$W_0 = \frac{\tau V_{c0}^2}{R_s};$$

si l'on remarque que $\frac{\tau}{R_s}$ a la dimension d'une capacité, on pourra définir une capacité caractéristique C_0 telle que

$$(49)\qquad W_0 = \frac{1}{2}C_0 V_{c0}^2,$$

c'est-à-dire

$$(50)\qquad C_0 = \frac{2\tau}{R_s}.$$

On est ainsi amené à considérer que pendant l'avalanche, le transistor délivre une charge électrique caractéristique

$$(51)\qquad Q_0 = C_0 V_{c0} = \frac{2\tau V_{c0}}{R_s}$$

qu'il avait emmagasinée dans son état V_{c0}.

5. CONCLUSION.

Les expériences effectuées ont montré tout l'intérêt que mérite l'utilisation du phénomène d'avalanche dans les transistors. Des résultats particulièrement intéressants ont été obtenus en utilisant des transistors « Drift » et en effectuant des montages utilisant des lignes à constantes réparties. L'analyse sommaire du fonctionnement d'un générateur d'impulsions fait une hypothèse très simplificatrice sur la variation de la tension collecteur en fonction du temps, cependant les résultats de calculs sont suffisamment précis pour permettre un avant-projet, et c'est le seul but qu'on s'était proposé en la formulant.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] M. C. Kidd, W. Hasenberg et W. M. Webster, *Delayed Collector Conduction, a new effect in junction Transistors* (*R. C. A. Rev.*, t. 16, n° 1, mars 1955, p. 16-33).

[2] Mc Kay et Mc Affee, *Electron multiplication in Silicon and Germanium* (*Phys. Rev.*, t. 91, 1953, p. 1079).

[3] Mc Kay, *Avalanche Breakdown in Silicon* (*Phys. Rev.*, t. 94, 1954, p. 877).

[4] J. Ebers et S. Miller, *Avalanche Breakdown in Germanium Transistors* (1954 Conference on Semiconductor Devices Research, *Phys. Rev.*, t. 99, août 1955).

COUPLEURS DIRECTIFS A HAUTES PERFORMANCES (1)

PAR B. RICHARD,

Département de Physique Appliquée de la Compagnie générale de télégraphie Sans Fil.

SOMMAIRE. — *Après avoir rappelé les propriétés générales des coupleurs directifs idéaux, l'auteur passe en revue les divers paramètres intervenant dans la réalisation de coupleurs directifs à hautes performances en précisant la méthode de calcul. Enfin il expose les résultats expérimentaux obtenus lors de réalisations dans le domaine des ondes millimétriques et montre les possibilités d'emploi de ces coupleurs pour les mesures de coefficient de réflexion et d'impédance en hyperfréquence.* (C. D. U. : 621.372.832.43.)

SUMMARY. — *After a brief description of the general properties of ideal directional couplers, the author considers the various parameters which enter in the design of high-performance directional couplers, giving the method of calculation. The article ends with a description of experimental results obtained with a design for millimetric wave devices, and shows the possibilities of use of these couplers for measuring reflection coefficients and UHF impedances.* (U. D. C. : 621.372.832.43.)

INHALTSANGABE. — *Nach Ausführung der allgemeinen Eigenschaften der ideellen Richtkoppler gibt der Verfasser eine Ubersicht über die verschiedenen Parameter, welche die Ausführung von Hochleistungs-Richtkopplern beeinflussen, indem er jeweils das Rechenverfahren angibt. Dann legt er die Versuchsresultate aus, welche auf dem Gebiet der Milimeterwellen erhalten werden konnten, und er zeigt, wie es möglich ist, diese Richtkoppler für die Messung von Reflektionsfaktoren und von Widerständen im Hyperfrequenzbereich zu verwenden.* (D. K. : 621.372.832.43.)

INTRODUCTION.

Les propriétés des coupleurs directifs leur permettent de remplir des fonctions multiples en hyperfréquence.

Parmi ces coupleurs directifs, on se bornera ici à l'étude et au calcul d'un type particulier de coupleurs directifs : ceux réalisés par la superposition suivant le grand côté de deux guides rectangulaires identiques dont la partie commune comprend diverses ouvertures de couplage. On attachera une importance particulière à la constance des caractéristiques de ces coupleurs dans la bande de fréquence classique d'emploi des guides d'onde.

L'étude sera divisée en trois parties qui seront consacrées

La première au rappel des propriétés générales de coupleurs directifs idéaux, à partir de considérations théoriques sur les multipôles, et au principe de fonctionnement des coupleurs directifs, qui permettra d'atteindre, par un raisonnement simplifié, les divers paramètres intervenant dans leur réalisation. La seconde à l'étude de ces divers paramètres. Enfin, dans la dernière partie, on exposera les divers résultats expérimentaux obtenus et l'emploi possible comme appareil de mesure de ces coupleurs à haute directivité.

1. CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES.

1.1. Rappels.

Un coupleur directif est un octopôle particulier.

Tout octopôle passif et ne possédant pas d'élément non linéaire peut être représenté par sa matrice de transfert (2) :

$$\|t\| = \begin{Vmatrix} t_{11} & t_{12} & t_{13} & t_{14} \\ t_{21} & t_{22} & t_{23} & t_{24} \\ t_{31} & t_{32} & t_{33} & t_{34} \\ t_{41} & t_{42} & t_{43} & t_{44} \end{Vmatrix}.$$

(1) Manuscrit reçu le 26 mai 1961.

(2) GOUDET-CHAVANCE, *Ondes centimétriques*, éditions Chiron.

La conséquence du théorème de réciprocité implique que cette matrice soit symétrique, c'est-à-dire $t_{mn} = t_{nm}$.

On montre également que la matrice est unitaire lorsque l'octopôle n'est pas dissipatif, cette dernière condition est pratiquement réalisée dans les coupleurs directifs, les pertes dans les parois des guides et également dans les ouvertures de couplage lorsque celles-ci sont de faible épaisseur, étant négligeables.

On verra par la suite que la réalisation des coupleurs est géométriquement symétrique, c'est-à-dire que les éléments de la matrice de transfert ne sont pas indépendants :

$$t_{13} = t_{24}, \qquad t_{14} = t_{23}, \qquad t_{12} = t_{34},$$
$$t_{11} = t_{12} = t_{13} = t_{14}.$$

La matrice prend donc la forme simplifiée suivante :

$$\| t \| = \begin{Vmatrix} A & B & C & D \\ B & A & D & C \\ C & D & A & B \\ D & C & B & A \end{Vmatrix}.$$

Les termes complexes A, B, C et D représentent les amplitudes et les phases des ondes sortant de ce nouvel octopôle lorsque les branches 2, 3, 4 (*fig.* 1) sont fermées sur des charges sans réflexion et que l'ensemble est alimenté dans la branche 1 par une onde unité.

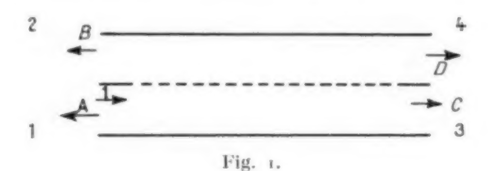


Fig. 1.

L'unicité de la matrice impose les relations suivantes entre les différents termes :

$$(1) \qquad |A|^2 + |B|^2 + |C|^2 + |D|^2 = 1,$$

$$(2) \qquad \vec{A}.\vec{B} + \vec{C}.\vec{D} = 0,$$

$$(3) \qquad \vec{A}.\vec{C} + \vec{B}.\vec{D} = 0,$$

$$(4) \qquad \vec{A}.\vec{D} + \vec{B}.\vec{C} = 0,$$

où $\vec{A}$, $\vec{B}$... sont les vecteurs représentatifs des nombres A, B... dans le plan complexe.

Un coupleur directif se distingue par la particularité suivante : $B = 0$. Il en résulte des relations (2), (3) et (4) que A est également nul (les cas C ou $D = 0$, solution du problème, sont sans intérêt). Ce coupleur est donc adapté. En effet si les branches 3 et 4 sont fermées sur des charges sans réflexion, aucune énergie n'est réfléchie dans la branche 1 servant d'entrée à l'énergie.

Les relations (1), (2), (3) et (4) deviennent

$$(5) \qquad |C|^2 + |D|^2 = 1,$$

$$(6) \qquad \vec{C}.\vec{D} = 0.$$

Les ondes sortant des branches 3 et 4 sont en quadrature [relation (6)]. Elles peuvent être exprimées en amplitude au moyen d'un seul paramètre tel que $|C| = \cos\alpha$, $|D| = \sin\alpha$, conséquence de la relation (5).

La quantité $\sin\alpha$ est appelée couplage.

La matrice de transfert t prend alors la forme

$$\| t \| = \begin{Vmatrix} 0 & 0 & j\cos\alpha\, e^{i\varphi} & \sin\alpha\, e^{i\varphi} \\ 0 & 0 & \sin\alpha\, e^{i\varphi} & j\cos\alpha\, e^{i\varphi} \\ j\cos\alpha\, e^{i\varphi} & \sin\alpha\, e^{i\varphi} & 0 & 0 \\ \sin\alpha\, e^{i\varphi} & j\cos\alpha\, e^{i\varphi} & 0 & 0 \end{Vmatrix}.$$

Il est préférable pour les calculs ultérieurs de considérer la matrice caractéristique Γ d'un coupleur directif, qui relie les ondes entrant et sortant à gauche à celles entrant et sortant à droite comme indiquées sur la figure 2.

a_1 → → a_3
b_1 ← ← b_3
a_2 → → a_4
b_2 ← ← b_4

$$\begin{Vmatrix} a_1 \\ b_1 \\ a_2 \\ b_2 \end{Vmatrix} = \|\Gamma\| \begin{Vmatrix} a_3 \\ b_3 \\ a_4 \\ b_4 \end{Vmatrix}$$

Fig. 2.

Cette matrice déduite de la matrice de transfert s'écrit :

$$(7) \qquad \|\Gamma\| = \begin{Vmatrix} -j\cos\alpha\, e^{i\varphi} & 0 & \sin\alpha\, e^{-i\varphi} & 0 \\ 0 & j\cos\alpha\, e^{i\varphi} & 0 & \sin\alpha\, e^{i\varphi} \\ \sin\alpha\, e^{-i\varphi} & 0 & -j\cos\alpha\, e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & \sin\alpha\, e^{i\varphi} & 0 & j\cos\alpha\, e^{i\varphi} \end{Vmatrix}.$$

1.2. Choix de la structure du coupleur directif.

Les propriétés qu'on vient de rappeler sont valables pour un coupleur directif idéal.

Pratiquement il n'est pas possible d'obtenir des valeurs de couplage et de directivité ([3]) indépendantes de la fréquence.

En général il suffit que la valeur du couplage soit constante à quelques fractions de décibel près et que la directivité soit supérieure à 40 dB.

([3]) La directivité étant exprimée par le rapport $\frac{B}{C}$.

De telles performances peuvent être obtenues en utilisant une structure à multiples ouvertures de couplage.

Un raisonnement simplifié va nous permettre de mieux comprendre le mécanisme de fonctionnement d'un tel coupleur directif.

Considérons sur la figure 3 un coupleur directif réalisé avec $2n$ ouvertures de couplage également espacées de l'angle électrique Θ $\left(\Theta = \frac{2\pi d}{\lambda_g}\right.$, où d est la distance entre deux ouvertures successives et λ_g, la longueur d'ondes dans le guide$\left.\right)$ les ouvertures portant le même numéro étant identiques.

Fig. 3.

Soient : A, B, C et D les diverses entrées ou sorties du coupleur comme indiquées sur la figure 3, a_n l'amplitude des ondes rayonnées dans le guide secondaire de part et d'autre de l'ouverture de couplage n, lorsque l'amplitude de l'onde parcourant le guide principal est unitaire.

En première approximation, il est possible d'admettre qu'une onde entrant par A, si la totalité des ouvertures ne rayonne que peu d'énergie, ne se dégrade pratiquement pas lors de sa progression dans le guide principal : il en résultera donc dans le guide secondaire des champs $a_1, a_2, \ldots, a_n$. Pour la même raison que précédemment ces derniers champs ne seront que peu perturbés par les ouvertures, et s'additionneront donc vectoriellement.

Il apparaît ainsi :

a. à la sortie D un champ $H_D = 2\sum_1^n a_n$, les longueurs électriques étant identiques dans ce sens de propagation;

b. à la sortie C un champ

$$H_C = a_n e^{i2\theta} + a_{n-1} e^{i3\theta} + \ldots + a_1 e^{i2n\theta} + a_1 e^{i(2n+2)\theta} + \ldots + a_n e^{i4n\theta};$$

d'où H_C en module :

$$|H_C| = 2[a_1 \cos\theta + a_2 \cos 3\theta + \ldots + a_n \cos(2n-1)\theta]$$

$$= 2\sum_1^n a_n \cos(2n-1)\theta$$

et les valeurs suivantes :

pour le couplage C :

$$C = \frac{1}{2\sum_1^n a_n}; \tag{8}$$

pour la directivité D :

$$D = \frac{\sum_1^n a_n}{\sum_1^n a_n \cos(2n-1)\theta}. \tag{9}$$

Dans les limites de l'approximation précédente, il est nécessaire pour obtenir un couplage indépendant de la fréquence de rendre chaque valeur a_n constante et, pour obtenir une directivité supérieure à 40 dB quelle que soit la fréquence de travail dans la bande du guide, de choisir une loi de répartition appropriée des ouvertures.

On se propose dans la deuxième partie :

1° d'étudier la forme et la disposition à donner aux ouvertures de couplage pour obtenir a_n le plus constant possible;

2° d'effectuer un calcul plus rigoureux de la valeur du couplage en tenant compte de l'interaction entre des diverses ouvertures;

3° de choisir une loi de répartition des ouvertures compatible avec les buts recherchés.

2. ÉTUDE DES DIVERS PARAMÈTRES.

2.1. Rayonnement d'une ouverture de couplage.

Pour des raisons de plus grande facilité de réalisation on a choisi des ouvertures de couplage circulaires.

Soient deux guides, G_1 guide principal et G_2 guide secondaire, et C une ouverture circulaire dont les coordonnées du centre sont xoO suivant le système de coordonnées précisé sur la figure 4.

Si l'on désigne par A et B les ondes rayonnées à droite et à gauche, dans le guide secondaire par

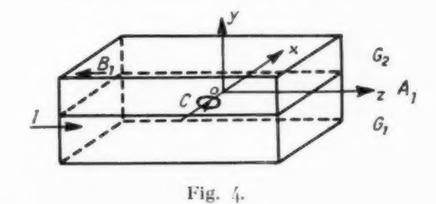


Fig. 4.

l'ouverture de couplage lorsqu'on alimente le guide principal par la gauche avec une onde unité, et si l'on désigne par H_x, H_z et E les divers champs normalisés, les expressions des coefficients des ondes A_1 et B_1 peuvent s'écrire d'après ([4]) :

$$(10)\quad \begin{cases} A_1 = \dfrac{i\dfrac{2\pi}{\lambda_g}}{ab}(\quad M_1 H_x^2 + M_2 H_z^2 - P E_y^2), \\[2ex] B_1 = \dfrac{i\dfrac{2\pi}{\lambda_g}}{ab}(-M_1 H_x^2 + M_2 H_z^2 - P E_y^2), \end{cases}$$

avec

$$H_x = \sin\frac{\pi x}{a}, \qquad H_z = \frac{\pi}{2}\frac{\lambda_g}{a}\cos\frac{\pi x}{a}, \qquad E_y = \frac{\lambda_g}{\lambda}\sin\frac{\pi x}{a};$$

où a et b sont les dimensions respectives du grand et du petit côté du guide, M_1 et M_2 les polarisations magnétiques et P la polarisation électrique d'une ouverture de couplage. Dans le cas d'une ouverture circulaire :

$$M_1 = M_2 = \frac{3}{4}r^3, \qquad P = \frac{2}{3}r^3,$$

où r est le rayon de l'ouverture.

En explicitant, les expressions (10) prennent la forme suivante :

$$(11)\quad \begin{cases} A = i\dfrac{8\pi}{3}\dfrac{r^3}{ab}\dfrac{1}{\lambda_g}\left\{\quad \dfrac{1}{2}\left[1-\left(\dfrac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2\right]\sin^2\dfrac{\pi x}{a} \right. \\ \qquad\qquad\qquad\qquad \left. + \left(\dfrac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2\cos^2\dfrac{\pi x}{a}\right\}, \\[2ex] B = i\dfrac{8\pi}{3}\dfrac{r^3}{ab}\dfrac{1}{\lambda_g}\left\{-\dfrac{1}{2}\left[3+\left(\dfrac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2\right]\sin^2\dfrac{\pi x}{a} \right. \\ \qquad\qquad\qquad\qquad \left. + \left(\dfrac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2\cos^2\dfrac{\pi x}{a}\right\}. \end{cases}$$

La position de l'ouverture circulaire correspondant à un rayonnement stationnaire $\dfrac{dA}{d\lambda_g} = 0$ est $x = \pm\dfrac{a}{4}$; Soit A_0 la valeur du rayonnement pour

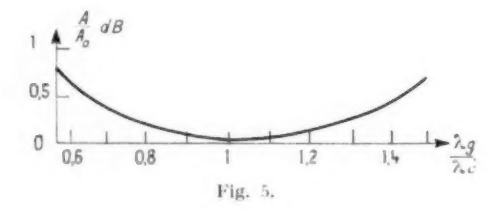


Fig. 5.

cette distance. La variation de $\dfrac{A}{A_0}$ en fonction de la longueur d'onde est tracée sur la figure 5, elle n'excède pas 0,5 dB dans la bande de fréquence classique du guide qui est comprise entre

$$\frac{\lambda_g}{\lambda_c} = 0,6 \qquad \text{et} \qquad \frac{\lambda_g}{\lambda_c} = 1,5.$$

2.2. Calcul du couplage en tenant compte de l'interaction entre les diverses ouvertures de couplage.

2.2.1. Matrice d'une jonction a une ouverture de couplage. — La matrice γ reliant les diverses ondes entrant et sortant à gauche à celles entrant et sortant à droite (*fig.* 6) pour une jonction réalisée à l'aide d'une ouverture circulaire placée à $x = \dfrac{a}{4}$, lorsque $\dfrac{\lambda_g}{\lambda_c} = 1$, est identique à celle d'une jonction à fente ([5]) :

$$\begin{Vmatrix} a_3 \\ b_3 \\ a_4 \\ b_4 \end{Vmatrix} = \|\gamma\| \cdot \begin{Vmatrix} a_1 \\ b_1 \\ a_2 \\ b_2 \end{Vmatrix},$$

$$\|\gamma\| = \begin{Vmatrix} 1-x & x & x & -x \\ -x & 1+x & x & -x \\ x & -x & 1-x & x \\ x & -x & -x & 1+x \end{Vmatrix}$$

Fig. 6.

avec

$$x = \frac{i}{2}\operatorname{tg}\alpha.$$

α étant un paramètre lié aux dimensions de l'ouverture et identique à celui utilisé dans la relation (7).

2.2.2. Association de plusieurs jonctions. — L'association de deux jonctions identiques séparées de la distance électrique Θ (*fig.* 7) conduit à une matrice $\|\Gamma\|$:

$$\|\Gamma\| = \|\gamma_1\| \cdot \|q\| \cdot \|\gamma_1\|.$$

([4]) Bethe, *Theory of Diffraction by Small Holes* (*Phys. Rev.*, vol. 66, nos 7 et 8, 1er et 15 octobre 1944).

([5]) Broussaud, *Couplages entre guides d'ondes. Théorie des coupleurs directifs à fentes minces* (*Ann. Radioélectr.*, t. 13, no 53, juillet 1958).

où $\|\gamma_1\|$ est la matrice correspondant à une jonction de paramètre α_1; et $\|q\|$, la matrice de l'élément de guide de longueur électrique Θ :

$$\|q\| = \begin{Vmatrix} e^{i\theta} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\theta} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\theta} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i\theta} \end{Vmatrix}.$$

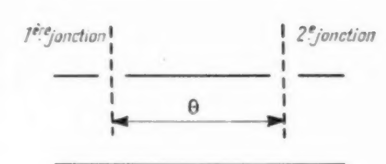


Fig. 7.

On montre [*voir* ([5])] que lorsque

$$\theta_1 = \frac{\pi}{2} - \alpha_1 + k\pi$$

la matrice $\|\Gamma\|$ prend la forme suivante :

$$\|\Gamma\| = \begin{Vmatrix} -i\cos\alpha_1 & 0 & \sin\alpha_1 & 0 \\ 0 & i\cos\alpha_1 & 0 & \sin\alpha_1 \\ \sin\alpha_1 & 0 & -i\cos\alpha_2 & 0 \\ 0 & \sin\alpha_1 & 0 & i\cos\alpha_1 \end{Vmatrix}.$$

Cette matrice correspond à celle d'un coupleur directif [formule (7)] dans laquelle $\varphi = 0$.

Association de plusieurs jonctions. — Soit quatre ouvertures de couplage comme indiquées sur la figure 8.

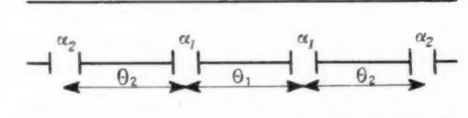


Fig. 8.

L'association de deux ouvertures identiques de part et d'autre d'un coupleur élémentaire de paramètre α_1 conduit également à un coupleur directif si $\theta_2 = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_1}{2} - \frac{\alpha_2}{2} + k\pi$. La matrice Γ' d'une telle jonction

$$\|\Gamma'\| = \|\gamma_2\|\cdot\|q_2\|\cdot\|\gamma_1\|\cdot\|q_1\|\,\|\gamma_1\|\cdot\|q_2\|\cdot\|\gamma_2\|,$$

s'écrit alors

$$\|\Gamma'\| = \begin{Vmatrix} -i\cos(\alpha_1+\alpha_2) & 0 & \sin(\alpha_1+\alpha_2) & 0 \\ 0 & i\cos(\alpha_1+\alpha_2) & 0 & \sin(\alpha_1+\alpha_2) \\ \sin(\alpha_1+\alpha_2) & 0 & -i\cos(\alpha_1+\alpha_2) & 0 \\ 0 & \sin(\alpha_1+\alpha_2) & 0 & i\cos(\alpha_1+\alpha_2) \end{Vmatrix}.$$

Le groupement de $2n$ ouvertures conduira donc à un coupleur directif de caractéristique

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \ldots + \alpha_n$$

si

$$\theta_1 = \frac{\pi}{2} - \alpha_1 + k_1\pi,$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

$$\theta_n = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_n}{2} - \frac{\alpha_{n-1}}{2} + k_n\pi,$$

d'où la valeur du couplage C :

$$C = \frac{1}{\sin\sum_1^n \alpha_n}, \qquad (12)$$

la directivité ayant alors une valeur infinie.

L'approximation faite lors du calcul du couplage avait conduit à la valeur

$$C = \frac{1}{2\sum_1^n a_n}, \qquad (8)$$

expression valable seulement pour les couplages importants; en effet, la relation (12) s'écrit alors

$$C = \frac{1}{\sum_1^n \alpha_n}$$

et $\alpha_n = 2a_n$.

2.3. Loi de répartition des champs rayonnés par chaque ouverture.

On désigne par $\frac{\alpha_p}{2}$ les champs rayonnés à gauche et à droite de l'ouverture de couplage p et par l_p la distance séparant les ouvertures p et $p-1$ (*fig.* 9).

Fig. 9.

On vient de voir que le couplage était égal à

$$C = \frac{1}{\sin\sum_1^n \alpha_p}$$

lorsque

$$\theta_p = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_p}{2} - \frac{\alpha_{p-1}}{2} + k_p\pi,$$

ce qui correspond à une distance

$$l_p = \frac{\lambda_{g_0}}{2\pi}\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_p}{2} - \frac{\alpha_{p-1}}{2} + k_p\pi\right)$$

(λ_{g_0}, longueur d'onde moyenne du guide).

Il en résulte donc une valeur de θ en fonction de la longueur d'onde

$$\theta_{\lambda_g} = \frac{\lambda_{g_0}}{\lambda_g}\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_p}{2} - \frac{\alpha_{p-1}}{2} + k_p\pi\right)$$

ou encore en choisissant $k_p = 0$ afin de réduire la variation de θ_{λ_g} au minimum en fonction de λ_g :

$$\theta_{\lambda_g} = \frac{\lambda_{g_0}}{\lambda_g}\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_p}{2} - \frac{\alpha_{p-1}}{2}\right).$$

Cela conduit à des valeurs de θ_{λ_g} comprises entre $\frac{\pi}{3}$ et $\frac{2\pi}{3}$, pour la bande de fréquences utile d'un guide. Le calcul de la directivité en tenant compte de la variation de θ_{λ_g} en fonction de la longueur d'onde, montre qu'en première approximation la relation (9) est encore valable et prend alors, avec la nouvelle notation, la forme suivante :

$$D = \frac{\sum_1^n \alpha_p}{\sum_1^n \alpha_p \cos(2p-1)\theta}.$$

où $\theta = \frac{\lambda_{g_0}}{\lambda_g}\frac{\pi}{2}$ (ouvertures également espacées).

On a montré (5) que la directivité d'un coupleur à ouvertures multiples pouvait être assimilée avec le coefficient de réflexion d'un filtre passe-bande. On a pu obtenir une directivité supérieure à 40 dB dans toute la bande utile des guides, en calculant les paramètres α d'après la règle voisine du « maximally flat » :

$$\alpha_p = \alpha_0 \cos\frac{2p-2}{4n}\pi,$$

l'expression ci-dessus de la directivité devenant alors :

$$D = \frac{1}{2}\,\frac{\cos 2\theta - \cos\frac{\pi}{2n}}{\sin^2\frac{\pi}{4n}\cos\theta\cos 2n\theta}. \tag{13}$$

Lorsque n est supérieur ou égal à 10 :

$$D \simeq \frac{\operatorname{tg}\theta\sin\theta}{\sin^2\frac{\pi}{4n}}.$$

La variation de l'expression $\operatorname{tg}\theta \sin\theta$ est représentée sur la figure 10, le minimum est de l'ordre de 4 dB pour $\theta = \frac{2\pi}{3}$ et $\frac{\pi}{3}$.

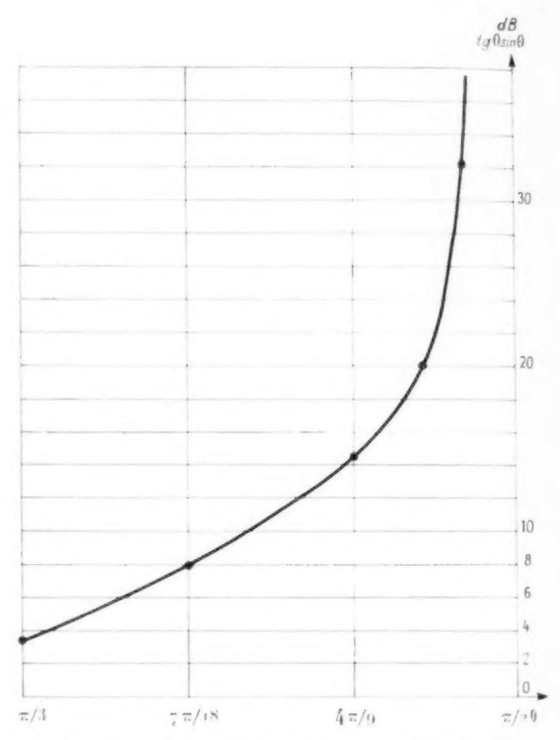


Fig. 10. — Variation de $\operatorname{tg}\theta\sin\theta$ en fonction de θ.

La directivité théorique minimale pour

$$\frac{\pi}{3} < \theta < \frac{2\pi}{3}$$

exprimée en dB ($20\log D$) est de 47 dB pour $n = 10$ et 54 dB pour $n = 15$.

3. RESULTATS EXPÉRIMENTAUX ET APPLICATIONS.

3.1. Détermination expérimentale du paramètre α.

Les mesures du paramètre α ont été effectuées au moyen de divers coupleurs, munis chacun de plusieurs ouvertures identiques également espacées, la valeur du diamètre variant d'un coupleur à l'autre. La directivité dans ces conditions était de l'ordre d'une vingtaine de décibels permettant ainsi, par la

mesure du couplage, la détermination précise de ce paramètre. La valeur du couplage étant

$$C = \frac{1}{\sin n\alpha_p}$$

si $2n$ est le nombre d'ouvertures.

La variation de α en fonction du diamètre de l'ouverture est représentée sur la figure 11, pour une distance entre le centre de l'ouverture et l'axe

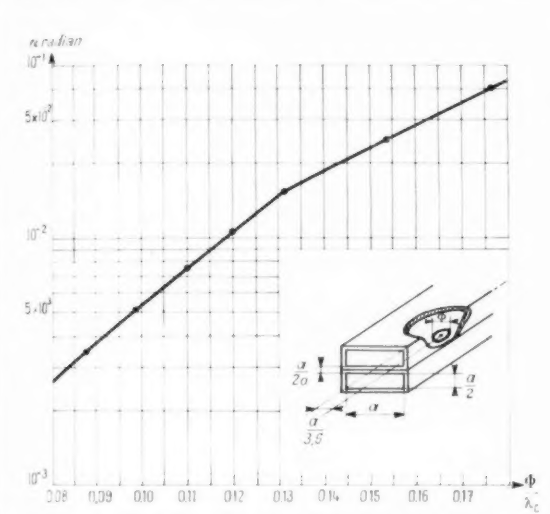


Fig. 11. — Paramètre d'un trou de couplage en fonction de son diamètre Φ, ramené à la longueur d'onde de coupure du guide.



Fig. 12.

du guide $\frac{a}{3,6}$, cette dernière valeur ayant été déterminée expérimentalement (la théorie prévoyait une valeur égale à $\frac{a}{4}$ (*cf.* § 2.1), valeur voisine de celle mesurée).

3.2. Performances obtenues dans le domaine des ondes millimétriques.

On remarque sur la figure 12 quelques réalisations de coupleurs directifs dans la bande des ondes millimétriques : bandes 26,5-40, 50-75 et 90-140 GHz.

Leurs courbes caractéristiques (*fig.* 13 et 14) font apparaître que le couplage est constant à ± 0,5 dB et que la directivité est supérieure à 40 dB en accord avec la théorie.

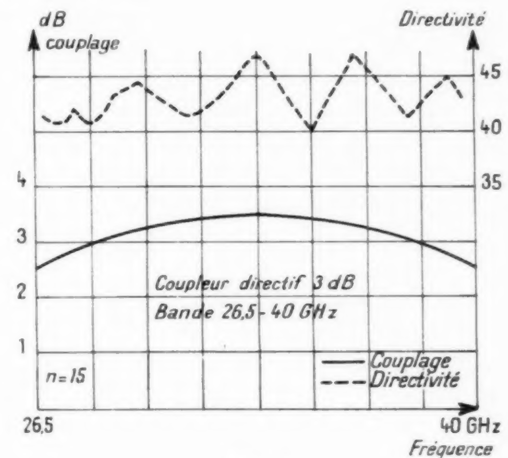


Fig. 13.

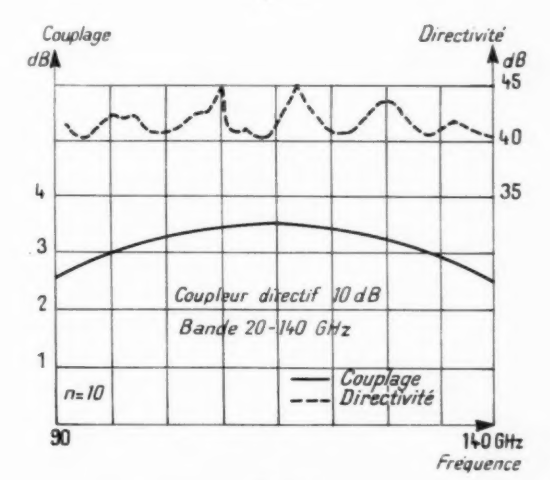


Fig. 14.

La figure 15 représente le détail de la réalisation. Dans un premier bloc de laiton parallélépipédique est aménagée une rainure longitudinale de section



Fig. 15.

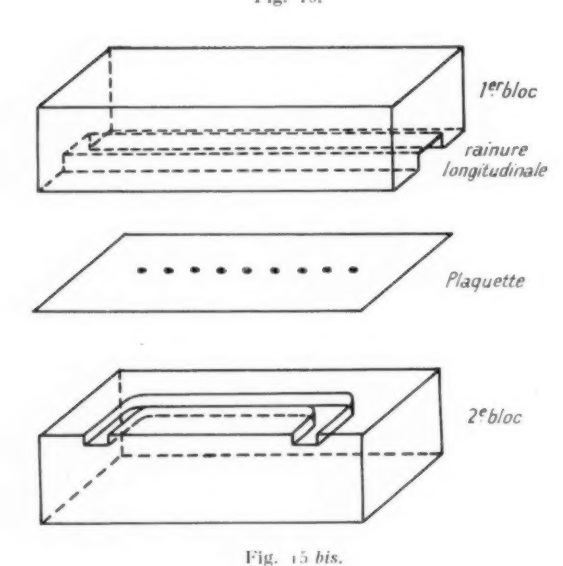


Fig. 15 *bis*.

égale à celle du guide. Dans le second bloc a été exécutée une rainure semblable à la précédente, mais dont les extrémités sont courbées pour rejoindre une des parois latérales. Une plaquette dont l'épaisseur est de l'ordre de quelques dizièmes de millimètre, dans laquelle ont été pratiquées les diverses ouvertures de couplage et intercalée entre ces deux blocs.

Les trois pièces sont empilées et vissées énergiquement, l'ensemble est ensuite repris au tour puis fretté afin d'obtenir un très bon contact électrique entre les diverses pièces.

3.3. **Emploi des coupleurs à haute directivité pour les mesures en hyperfréquence.**

La haute directivité de ces coupleurs permet en plus de leurs applications classiques de les employer pour des mesures précises des coefficients de réflexion et d'impédances.

3.3.1. Mesures des coefficients de réflexion. — Le principe de la mesure est le suivant : on insère (*fig.* 16) entre un coupleur directif de 20 dB et l'impédance à mesurer un commutateur qui permet de brancher à la sortie du coupleur. soit un court-circuit, soit l'impédance inconnue, un détecteur ou un bolomètre placé dans la voie « directivité» permet de mesurer le niveau de l'onde réfléchie.

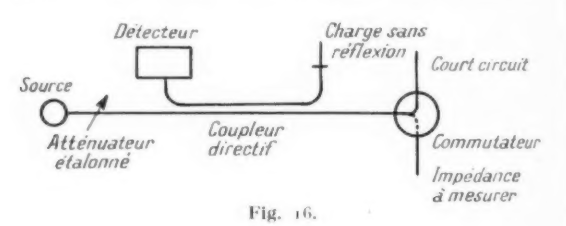


Fig. 16.

Le commutateur étant dans la position impédance à mesurer, un certain niveau est détecté. Dans la position court-circuit, il est nécessaire d'atténuer la source, afin d'obtenir le même niveau que précédemment. L'atténuation nécessaire donne la valeur en module du coefficient de réflexion de la charge.

Une réalisation dans la bande de fréquence 90-140 GHz groupant un coupleur directif et un

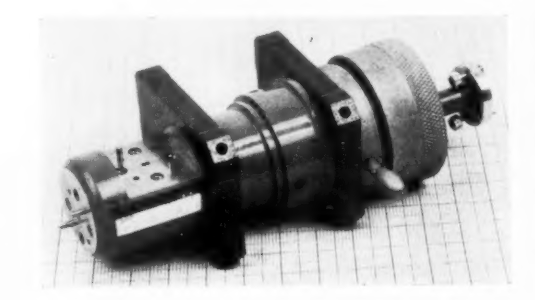


Fig. 17.

commutateur selon la figure 17, permet d'effectuer aisément une mesure de coefficient de réflexion. La commutation étant assurée simplement par la manœuvre d'un levier; une bague moletée à droite sur la figure procure un verrouillage et un contact électrique parfait dans les deux positions par simple rotation de celle-ci.

3.2.2. Mesures d'impédances. — Le montage employé pour la mesure d'impédances (*fig.* 17 *bis*) comprend : un coupleur directif, un atténuateur étalonné, un piston de court-circuit mobile et un détecteur.

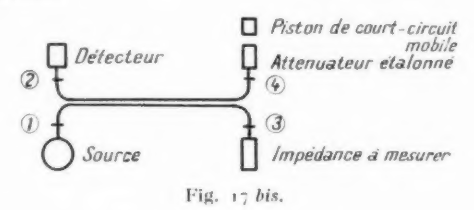


Fig. 17 *bis*.

Le principe de la mesure est le suivant :

Une onde « unité » alimentant l'entrée 1 du coupleur crée, dans les plans de sortie 3 et 4, deux ondes se dirigeant vers l'extérieur qui, si la géométrie du coupleur est symétrique, s'écrivent respectivement $q\cos\alpha$ et $\pm iq\sin\alpha$, avec :

α, paramètre du coupleur en liaison avec le couplage C par la relation $C\,\text{dB} = 20\log\frac{1}{\sin\alpha}$;

$q = e^{i\varphi}$, déphasage entre l'onde sortant en 4 et l'onde entrant en 1.

Remarque. — La quadrature entre les deux ondes pouvant être arrière, ou avant suivant le type de coupleur employé, on a fait apparaître le signe $+$ ou $-$ devant l'expression de l'onde sortant de 4.

En désignant par le nombre complexe τ, l'amplitude et la phase des ondes réfléchies; τ_3 pour l'impédance à mesurer dans le plan 3 et τ_4 pour l'ensemble atténuateur et piston de court-circuit dans le plan 4, il apparaît :

dans la voie 1 une onde réfléchie :

$$R_1 = q^2(\tau_3\cos^2\alpha - \tau_4\sin^2\alpha);$$

dans la voie 2 une onde réfléchie :

$$R_2 = \pm iq^2(\tau_3 + \tau_4)\cos\alpha\sin\alpha.$$

Il suffit donc pour connaître le coefficient de réflexion τ_3 en module et en phase (d'où l'impédance de la charge), d'annuler le signal détecté (c'est-à-dire $R_2 = 0$) en jouant sur la valeur de l'atténuation et la position du piston de court-circuit puisque alors $\tau_3 = -\tau_4$, la valeur de τ_4 étant calculable à partir de la valeur de l'atténuation et de la distance du plan de court-circuit au plan 4.

La mesure reposant sur une méthode de zéro est précise.

Une amélioration peut être apportée au dispositif en remplaçant le piston mobile par un court-circuit fixe et un déphaseur étalonné, et en disposant entre l'impédance et le plan de la voie 3 un élément de guide de longueur égale à la distance séparant le plan 4 du court-circuit, dans ces conditions l'amplitude et la phase de l'onde réfléchie par l'impédance sont directement liées à l'atténuation et au déphasage.

CONCLUSION.

Après avoir exposé les propriétés générales des coupleurs directifs idéaux, propriétés d'ailleurs applicables en pratique aux coupleurs à haute directivité, les divers éléments nécessaires au calcul et à la réalisation de coupleurs directifs de haute qualité ont été précisés.

Les caractéristiques obtenues dans les diverses réalisations en ondes millimétriques font apparaître un accord très étroit entre la théorie et les résultats expérimentaux.

LES ÉLÉMENTS SEMI-CONDUCTEURS POUR L'AMPLIFICATION PARAMÉTRIQUE (¹)

PAR P. LECLERC,

Centre de Recherches Physico-Chimiques
de la Compagnie générale de télégraphie Sans Fil.

SOMMAIRE. — *La réalisation de diodes pour amplificateur paramétrique de performances élevées, nécessite une extrême minimisation de la résistance série de la diode. Ce résultat peut s'obtenir dans les techniques d'alliage par un contrôle très serré du programme de température et du mouillage. On arrive plus aisément à des résultats par les techniques de diffusion qui permettent de régler automatiquement l'épaisseur de la région à forte résistivité.* (C.D.U. : 621.382.2 : 621.375.9.)

SUMMARY. — *The construction of diodes for high performance parametric amplifiers necessitates making the diode series resistance extremely low. This result may be secured in alloy techniques by a very close control of the temperature programme and of the melt. Results are more easily obtained by diffusion techniques which permit automatic regulation of the thickness of the high resistivity region.* (U.D.C. : 621.382.2 : 621.375.9.)

INHALTSANGABE. — *Die Herstellung von Dioden für parametrische Verstärkung hoher Leistungen erfordert, dass der Reihenwiderstand der Diode auf ein Mindestmass herabgesetzt wird. Dieses Ergebnis konnte mit der Legierungstechnik durch eine sehr strenge Kontrolle des Temperaturprogrammes sowie der Benetzung erhalten werden. Man erhält aber viel leichter gute Ergebnisse durch die Diffusionsverfahren, bei denen man die Stärke der hochohmigen Zone automatisch einstellen kann.* (D. K. : 621.382.2. : 621.375.9.)

1. INTRODUCTION.

L'utilisation des éléments à réactance non linéaire, en amplificateur à très faible bruit et en générateurs d'harmoniques est un des domaines récents d'extension de l'électronique.

Dans ces systèmes, un élément dont les caractéristiques électriques dépendent du temps, est couplé à deux circuits résonnants. La transmission d'un signal entre ces deux circuits peut se faire dans certaines conditions avec une amplification, la puissance étant fournie par la « pompe » locale, qui crée la variation de réactance de l'élément.

L'amplificateur paramétrique à diode utilise la capacité d'une diode polarisée dans le sens inverse, capacité variable avec la tension appliquée par l'intermédiaire de l'oscillateur local.

En plus de la capacité variable idéale, la diode présente une résistance série due au montage et à la plaquette de semi-conducteur utilisée, et une résistance parallèle qui représente le courant de fuite de la jonction. Ces deux résistances, sources de bruit, doivent être minimisées et la première condition pour l'obtention d'un bon élément sera de réaliser une diode dont la surtension Q soit la plus élevée possible.

De plus, la variation de la capacité avec la tension appliquée doit être aussi élevée que possible, pour que la possibilité de transmission de puissance soit réalisable. Ce sont ces deux conditions qui permettent de déterminer les techniques de fabrication donnant les meilleurs résultats. Les deux techniques classiques de formation des jonctions — alliage et diffusion — peuvent être retenues, mais la nécessité d'obtenir des surtensions élevées nécessite des précautions spéciales assez délicates à réaliser.

(¹) Manuscrit reçu le 11 juillet 1961.

2. CIRCUIT ÉQUIVALENT DE LA DIODE.

Dans la région d'utilisation, la diode peut être représentée par une capacité variable C_v shuntée par une résistance de fuite R, elle-même variable. En série avec cet ensemble, il est nécessaire de prendre en considération la résistance série r_s et la self-inductance de montage L. Enfin, ce circuit est lui-même shunté par la capacité de montage C_M de la diode. Ceci donne le schéma équivalent de la figure 1.

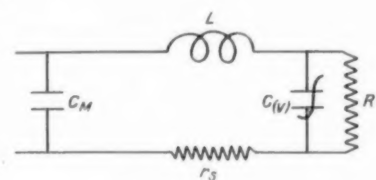


Fig. 1.

Les valeurs typiques des éléments de la figure 1 sont :

C_M, = 0,1 à 0,2 pF;
L, = 0,5 à 5 nH;
R, 2 à 3 μA, à 5 V, soit supérieur à 1 MΩ;
r_s, = 0,5 à 2 Ω;
C_v, = 1 à 2 pF à 0 V.

Pour des fréquences typiques d'utilisation, supérieures à 1000 MHz, la résistance de fuite est équivalente à une résistance série de 2 à 3.10^{-2} Ω. On la négligera dans la suite, mais sans oublier que cette résistance doit rester élevée, car elle est génératrice de bruit.

De même, on négligera pour la facilité du calcul la capacité de montage et la self-inductance série.

Pour les fréquences considérées, la surtension du circuit est de l'ordre de 4 à 16 et l'on peut, en première approximation, considérer la diode comme une capacité pure, la résistance série n'intervenant que comme une perturbation.

On verra que la capacité de la diode pour des variations de tensions faibles, peut toujours se développer en premier ordre et s'écrire

$$C_{(v)} = C_0 + kv. \tag{1}$$

3. THÉORIE DE L'AMPLIFICATION PARAMÉTRIQUE.

On se contentera d'analyser un circuit très simple et très théorique (*fig.* 2), pour chiffrer l'importance des paramètres, en particulier du coefficient k de l'équation (1).

Deux circuits résonnants de pulsation propre Ω_1 et Ω_2 sont couplés par la diode. La partie fixe C_0 de la diode est supposée intégrée à ces deux circuits. La partie variable de la capacité est soumise à une tension de pompe v_3 de pulsation ω_3. Les deux circuits résonnants sont excités par les tensions v_1 et v_2 de pulsation ω_1 et ω_2 voisines de Ω_1 et Ω_2.

On admettra que les surtensions des deux circuits résonnants sont suffisamment élevées pour que seules les pulsations voisines de Ω_1 et Ω_2 voient des circuits d'impédance non nulle. Enfin, l'on admettra, ce qui est toujours réalisé dans le fonctionnement en amplificateur :

$$v_3 > v_1, \qquad v_3 > v_2, \qquad \omega_2 = \omega_3 - \omega_1. \tag{2}$$

La condition (2) permet d'écrire

$$kv = kv_3 = kV_3 \exp[j(\omega_3 t + \varphi_3)]. \tag{3}$$

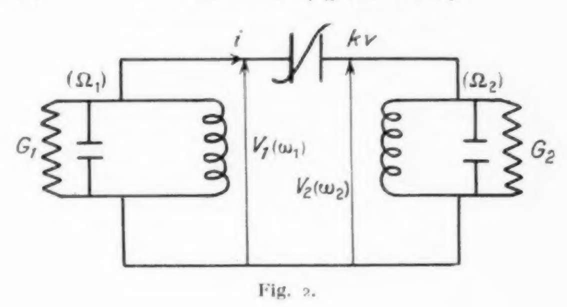


Fig. 2.

La tension aux bornes de la capacité variable est à chaque instant :

$$v_1 - v_2 = V_1 \exp[j(\omega_1 t + \varphi_1)] - V_2 \exp[j(\omega_2 t + \varphi_2)]. \tag{4}$$

Ces deux relations donnent la charge instantanée

$$q = kv_3(v_1 - v_2)$$

et le courant

$$i = \frac{dq}{dt}.$$

Les seules composantes induisant des tensions dans les circuits Ω_1 et Ω_2 sont celles de pulsation ω_1 et ω_2, soit

$$\begin{cases} i_{\omega_1} = -j\,\dfrac{kV_3V_2}{2}\,\omega_1 \exp[j(\omega_1 t + \varphi_3 - \varphi_2)], \\ i_{\omega_2} = +j\,\dfrac{kV_3V_1}{3}\,\omega_2 \exp[j(\omega_2 t + \varphi_3 - \varphi_1)]. \end{cases} \tag{5}$$

L'admittance du circuit résonnant Ω_2 est

$$Y_2 = G_2 + 2jC_2\Omega_2\delta_2 = G_2[1 + 2jQ_2\delta_2] \tag{6}$$

avec

$$\delta_2 = \frac{\omega_2 - \Omega_2}{\Omega_2}. \tag{7}$$

Mais Y_2 a aussi pour expression :

$$Y_2 = \frac{i(\omega_2)}{v(\omega_2)}.$$

Donc :

$$v(\omega_2) = +j\,\frac{kV_3V_1\omega_2}{2G_2[1+2jQ_2\delta_2]}\exp[j(\omega_2 t + \varphi_3 - \varphi_1)]$$

ou

$$v(\omega_2) = \frac{kV_3V_1\omega_2}{2G_2[1+4Q_2^2\delta^2]^{\frac{1}{2}}}$$

$$\times \exp j[\omega_2 t + \varphi_3 - \varphi_1 - \operatorname{Arc\,tg} 2Q_2\delta_2 + \frac{\pi}{2}].$$

Cette relation donne

$$V_2 = \frac{kV_3V_1\omega_2}{2G_2[1+4Q_2^2\delta_2^2)^{\frac{1}{2}}} \tag{8}$$

et

$$\varphi_2 = [\varphi_3 - \varphi_1 - \operatorname{Arc\,tg} 2Q_2\delta_2 + \frac{\pi}{2}]. \tag{8}$$

L'admittance présentée au premier circuit (Ω_1) par l'ensemble diode et circuit Ω_2 peut se calculer avec la première relation (5) et compte tenu de la relation (8)

$$Y(\omega_1) = \frac{i(\omega_1)}{v_1(\omega_1)} = \frac{-jkV_3V_2}{2V_1}\,\omega_1 \exp j(\varphi_3 - \varphi_2 - \varphi_1) \tag{9}$$

$$= \frac{k^2V_3^2\omega_1\omega_2}{4G_2(1+4Q_2^2\delta_2^2)^{\frac{1}{2}}}\exp j(\operatorname{Arc\,tg} 2Q_2\delta_2 - \pi).$$

4. GAIN DE PUISSANCE ET LARGEUR DE BANDE.

Quand la fréquence du circuit (2) est égale à Ω_2, l'admittance $Y(\omega_1)$ prend la valeur très simple :

$$Y_0(\omega_1) = -\frac{k^2V_3^2\omega_1\omega_2}{4G_2}. \tag{10}$$

Cette admittance est purement réelle et négative. Le gain en puissance peut se calculer facilement à la résonance $\omega_1 = \Omega_1$.

Dans ces conditions G_1 se décompose en G_g, impédance de la source et G_c, impédance du circuit Ω_1 qui comprend la charge. La puissance maximale délivrée par la source est

$$\frac{i_g^2}{4G_g}.$$

La puissance dissipée dans la charge G_c est

$$\frac{i_g^2 G_c}{[G_g + G_c + Y_0]^2}$$

et le gain à la résonance, rapport de ces deux puissances sera

$$g_0 = \frac{4G_cG_g}{[G_g + G_c + Y_0]^2}.$$

Il atteint des valeurs élevées pour

$$G_g + G_c = G_1 \# - Y_0$$

c'est-à-dire quand l'admittance négative compense les pertes du premier circuit.

Cette condition est réalisée pour

$$\frac{k^2V_3^2\Omega_1\Omega_2}{4G_1G_2} = 1. \tag{11}$$

Le calcul du produit gain largeur de bande nécessite des manipulations fastidieuses qu'on ne repétera pas ici. Le résultat de ce calcul donne, en négligeant la surtension du premier circuit par rapport au second, ce qui est légitime étant donné la présence de l'impédance de charge dans le premier circuit,

$$g^{\frac{1}{2}}\frac{\Delta\omega_1}{\Omega_1} = -\frac{1}{Q_2}\,\frac{\Omega_2}{\Omega_1}\,\frac{(G_gG_c)^{\frac{1}{2}}}{Y_0(\omega_1)}. \tag{12}$$

Ces deux dernières relations permettent de conclure de l'importance du terme (kV_3) qui représente la variation de la capacité de la diode. En effet, le gain qui s'écrit

$$g_0 = \frac{4G_cG_g}{(G_g + G_c + Y_0)^2}$$

est maximal quand la charge est adaptée à la source, c'est-à-dire quand :

$$G_c = G_g = \frac{G_1}{2} \quad \text{puisque} \quad G_c + G_g = G_1.$$

Il prend alors la valeur

$$G_{0m} = \frac{G_1^2}{(G_1 + Y_0)^2}.$$

Pour un même circuit de source, donc une même charge, une même tension d'oscillateur local, et gain constant, Y_0 doit être constant. Or, cette admittance est proportionnelle au rapport $\frac{k^2}{G_2}$, qui doit donc être invariant.

La relation (12) permet alors d'écrire que la largeur de bande est proportionnelle à G_2, donc à K_2.

Le facteur de bruit de l'ensemble fait intervenir la résistance série de la diode. On n'étudiera pas ici cette participation au bruit, mais il reste évident que pour cette raison la résistance série doit rester faible. De plus, le calcul n'est valable que si la surtension propre de la diode reste élevée devant l'unité.

On peut déduire de ces deux considérations un facteur de mérite :

$$F_1 = -\left[\frac{1}{2\pi r_s C}\right]\left[\frac{1}{C}\frac{\partial C}{\partial V}\right] \qquad (13)$$

qui va permettre de comparer les différents types de diodes utilisables.

Le signe — au deuxième membre tient compte de ce que $\frac{\partial C}{\partial V}$ est négatif.

5. DIODES ALLIÉES.

Dans ce type de diode la jonction est faite à partir d'une bille dopée de type P sur du matériau de type N. La capacité d'une telle diode s'écrit

$$C = \frac{\varepsilon S_j}{4\pi e} = \frac{\varepsilon S_j}{4\pi\left[\frac{\varepsilon(\Phi_0 + V)}{2\pi q N_d}\right]^{\frac{1}{2}}}. \qquad (14)$$

Dans ces relations, ε désigne la constante diélectrique du semi-conducteur, S_j la surface de la jonction, e l'épaisseur de la charge d'espace, $\mathbf{\Phi_0}$ le potentiel interne, q la charge de l'électron, N_d la concentration des donneurs et V le potentiel appliqué.

La résistance série est due aux connexions aux régions recristallisées et à la plaquette de semi-conducteur. Les premières sont négligeables et la résistance de la plaquette s'écrit

$$r_s = \rho\frac{l-e}{S_j} = \frac{1}{\mu N_d q}\frac{(l-e)}{S_j}, \qquad (15)$$

où l désigne l'épaisseur totale de la plaquette, μ la mobilité.

La capacité de cette diode peut s'écrire, pour des petits écarts v autour d'une tension totale de polarisation $V + \Phi_0$,

$$C = \frac{C_0}{\left(1 + \frac{v}{V + \Phi_0}\right)^{\frac{1}{2}}},$$

ou, en approximant,

$$C = C_0 - \frac{1}{2}\frac{C_0 v}{V + \Phi_0}.$$

La variation relative de la capacité avec la tension fait apparaître le coefficient $\frac{1}{2(V + \Phi_0)}$. Le facteur $(V + \Phi_0)$ qui intervient ici dépend de la tension de polarisation lors de l'utilisation, et nous ne retiendrons que le coefficient $\frac{1}{2}$ qui est intrinsèque à la diode. On peut donc prendre comme facteur de mérite des diodes de type allié

$$F_a = F_1 \times (V + \Phi_0) = \frac{1}{2}\frac{1}{2\pi r_s C},$$

à condition de préciser la tension à laquelle s'effectue la mesure. Or, les conditions de fonctionnement de ces diodes dépendent essentiellement de la tension d'excursion de la pompe, qui ne peut dépasser la tension de claquage de la diode. Dans l'utilisation actuelle, la pompe fournit quelques volts et il est raisonnable de définir le facteur de mérite à 0 V de polarisation, étant entendu que la diode doit supporter en inverse des tensions de quelques volts — 3 à 10 — avant claquage.

Dans ces conditions, le facteur de mérite à 0 V s'écrit, compte tenu des relations (14) et (15)

$$F_{a0} = \frac{\mu}{l - e}\left[\frac{\Phi_0 N_d q}{2\pi\varepsilon}\right]^{\frac{1}{2}},$$

trois facteurs interviennent dans ce facteur :

— la mobilité des porteurs qui conduit à prendre du germanium de type n;

— la densité d'impuretés, qui doit cependant être assez faible pour permettre des tenues en tension de quelques volts;

— l'épaisseur de la plaquette ($l - e \# l$).

Il faut encore que la capacité présentée par la diode ait une impédance notable aux fréquences d'utilisation, donc que les dimensions de la jonction soient très faibles.

Pour fixer un ordre de grandeur, supposons qu'on veuille obtenir une diode définie par

$$C_0 = 1 \text{ pF},$$
$$F_{a0} = 50 \text{ kMHz}.$$

Prenons du germanium dont la résistivité ρ est $5/100^e\ \Omega$, soit :

$$\mu = 1250 \text{ cm}^2/\text{V.s},$$
$$N_d = 10^{17} \text{ At/cm}^2.$$

La constante diélectrique égale 16 et le potentiel interne 0,6 V. Des calculs très simples donnent

$$\frac{C_0}{S_j} = 1,25.10^5 \text{ pF/cm}^2,$$

ce qui nécessite une jonction de 30 μ de diamètre pour réaliser $C_0 = 1$ pF.

L'épaisseur de la charge d'espace n'est que de 0,1 μ, ce qui légitime le fait qu'on puisse la négliger devant l'épaisseur de la plaquette.

La résistance série de l'élément est de 0,62 Ω/μ de germanium. On en déduit immédiatement que l'épaisseur totale de la plaque de germanium doit être inférieure à 2,5 μ.

La réalisation de cette très faible épaisseur nécessite un contrôle très serré de l'épaisseur des plaquettes et du programme de température d'alliage.

La figure 3 donne le schéma de principe de cet élément.

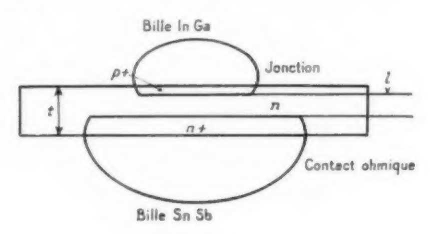


Fig. 3.

L'épaisseur totale *t* des plaquettes, a depuis le début de l'étude été ramenée de 50 à 20 μ, puis à 5 μ, ce qui évidemment limite la dispersion des épaisseurs *l* après alliage. Les deux régions n^+ et p^+, très dopées, présentent des résistances négligeables.

Pour des raisons de commodité de manipulation, les billes sont prises relativement grosses, soit 170 μ pour la bille réalisant le contact ohmique $n^+ n$, et 100 μ pour la bille réalisant la jonction.

Après montage des connexions et encapsulation dans une cartouche céramique à faibles pertes percée de trous, la diode est attaquée par électrolyse dans la potasse. Cette attaque a pour but de réduire

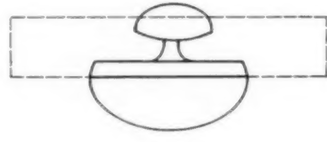


Fig. 4.

l'aire de la jonction. La figure 4 reproduit schématiquement la coupe de la diode de la figure 3 après attaque électrolytique.

6. DIODES DIFFUSÉES.

La difficulté majeure des diodes alliées provient de la très faible épaisseur de germanium qui doit subsister après alliage. Si l'on trace sur un diagramme les concentrations d'impuretés en fonction de la distance à la surface, les diodes alliées doivent se présenter comme sur la figure 5 *a*.

Les diodes ont une tension inverse non négligeable du fait de la région d'épaisseur *l* résistante qui sépare les deux régions n^+ et p^+, mais il faudrait que cette région demeure d'épaisseur très faible.

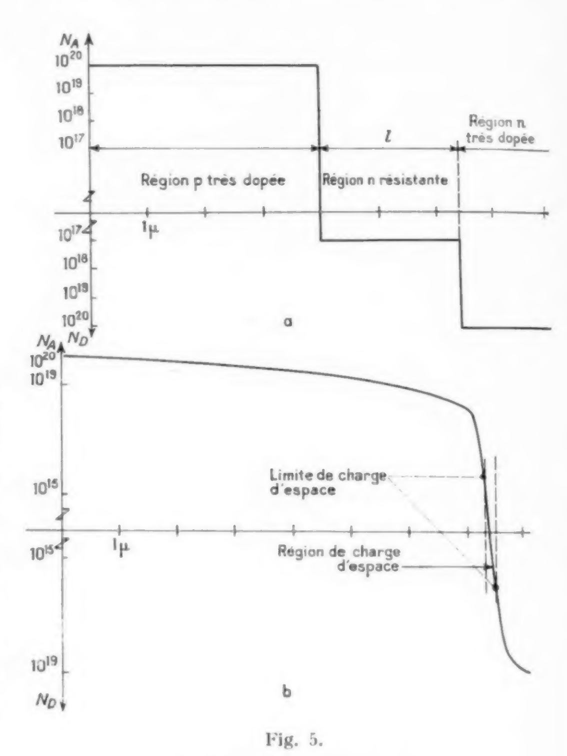


Fig. 5.

a. Diode alliée au germanium;
b. Diode diffusée au silicium.

La figure 5 *b* donne les répartitions d'impuretés dans une diode diffusée faite sur un matériau très peu résistant en silicium. La tenue en tension dans cette diode reste relativement élevée car la charge d'espace ne s'étend que dans les régions où la concentration d'impuretés est faible du fait de la compensation.

La résistance série reste faible car les seules régions résistantes à prendre en considération sont celles immédiatement aux limites de la charge d'espace et s'étendant sur 1 ou 2 μ au-delà de ces limites.

La diffusion est donc un moyen de régler automatiquement l'épaisseur de la région résistante, équivalente à l'épaisseur de la région d'épaisseur *l* de la diode alliée.

La figure 5 *b* représente une diode diffusée pour laquelle la diffusion a été menée dans les conditions suivantes :

— température de diffusion, $T = 1350°C$;
— durée, $t = 4$ h;
— longueur de diffusion, $\lambda = 6\,\mu$;

ceci sur du silicium de type *N* de 10^{19} At/cm³. L'échelle des dimensions fait ressortir les régions de résistivité relativement élevée. Une intégration graphique permet de calculer la résistance série et la capacité. Les résultats de ce calcul donnent :

$$\frac{C_0}{S_j} = 9.10^4 \text{ pF/cm}^2.$$

Soit une jonction de 35 μ de diamètre pour réaliser une jonction de 1 pF de capacité à tension de polarisation nulle.

Pour un tel élément de 25 μ d'épaisseur, la résistance s'élève à 1,1 Ω.

La variation de la capacité avec la tension dans ce type de structure s'exprime par une formule analogue à la formule (14), mais l'exposant du terme $(V + \Phi_0)$ est seulement $\frac{1}{3}$. Par conséquent, on peut définir un facteur de mérite dérivé de F_1 de la même manière que nous l'avons fait pour les diodes de type allié

$$F_d = F_1 \times (V + \Phi_0) = \frac{1}{3}\,\frac{1}{2\pi r_s C}.$$

Si l'on se fixe le même facteur de mérite que pour la diode alliée étudiée précédemment :

$$F_{d0} = 50 \text{ kMHz}.$$

on obtient ce résultat avec l'élément de 25 μ d'épaisseur considéré ici.

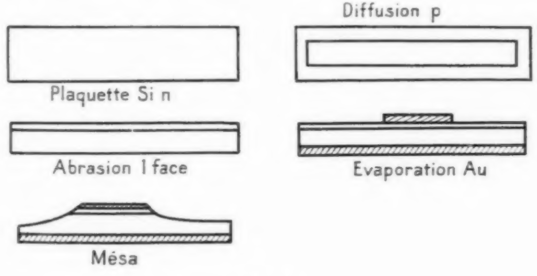


Fig. 6.

Il est évident, d'après cet exemple, que la technique de diffusion semble très intéressante, puisqu'elle permet un contrôle automatique de la faible épaisseur de la région de résistivité élevée. De plus, l'utilisation du silicium permet une tenue en température plus intéressante que pour les diodes au germanium.

Après diffusion, les contacts ohmiques sont réalisés sur les diodes par évaporation d'or, suivi d'alliage aux environs de 500°C. Cette évaporation permet ensuite d'attaquer la couche superficielle pour obtenir une « mésa » selon la technique classique utilisée dans les transistors silicium. La figure 6 donne les différentes étapes de fabrication de ces diodes.

Montage. — Les deux types de diodes doivent être montés dans des cartouches à faibles pertes. Les éléments parasites self-inductance et capacité devant être réduits au maximum.

Dans le premier type de montage qu'on a utilisé, montage du type cristal 1 N 21, la capacité du montage est faible — 0,15 pF — mais la self-inductance série de 5 nH est suffisante pour limiter la largeur de bande de l'amplificateur utilisant cette diode à 3 000 MHz.

On a actuellement en étude un deuxième montage du type « pilule » par lequel on pense pouvoir atteindre des selfs-inductances série de 0,5 à 1 nH, mais l'extrême petitesse de cet élément rend le problème technologiquement difficile.

CONCLUSION.

Les meilleures diodes réalisées jusqu'à ce jour ont des facteurs de mérite F_0 de 50 kMHz pour les diodes au germanium et de 100 kMHz pour les diodes diffusées au silicium. Cependant, surtout en ce qui concerne le premier type, le rendement de production reste très faible et d'autres méthodes de fabrication peuvent être envisagées. Ainsi la méthode de diffusion peut être améliorée encore par une technique de « double diffusion ». Dans cette technique, le support de type *n* subit d'abord une diffusion profonde de type n^+ sur une face. Ensuite la diode est réalisée sur la face non diffusée, par le processus décrit précédemment. Cette « double diffusion » permet de diminuer la résistance série, et procure encore une diminution sensible de la résistance ohmique de contact, ce contact étant réalisé sur une région très dopée. Un résultat identique peut s'obtenir aisément par croissance épitaxique. Pour les diodes au silicium par exemple, l'utilisation de couches de 10 μ d'épaisseur déposées sur un germe de très faible résistivité permettra d'atteindre des F_0 de l'ordre de 200 kMHz.

L'utilisation d'autres matériaux permet aussi d'espérer l'amélioration des performances des diodes paramétriques.

Si l'on se reporte aux définitions de la capacité et du facteur de mérite on voit que le matériau idéal devrait avoir une mobilité très élevée et une faible constante diélectrique. Ceci est réalisé pour l'antimoniure d'indium mais sa faible bande interdite exigerait de faire fonctionner la diode à la température de l'air liquide.

Il reste une seule possibilité avec les matériaux actuellement connus, l'arséniure de gallium dont la bande interdite est double de celle du germanium — 1,35 eV — et dont la mobilité peut atteindre 5 000 $cm^2/V.s$, soit une mobilité trois fois plus élevée que celle du germanium. Pour un même dimensionnement géométrique, le facteur de mérite d'un élément en arséniure de gallium serait quatre fois supérieur à celui de l'élément germanium. Cependant il faut signaler que si la technologie du germanium est maintenant bien élaborée, il n'en est pas encore de même de celle de l'arséniure de gallium.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] K. E. Mortenson, *Alloyed, thin base diode capacitors for parametric amplification* (*J. Appl. Phys.*, octobre 1959).

[2] K. E. Mortenson, *Parametric diode figure of merit and optimization* (*J. Appl. Phys.*, juillet 1960).

[3] H. Heffner et G. Wade, *Gain bandwidth, and noise characteristics of the variable-parameter amplifier* (*J. Appl. Phys.*, septembre 1958).

ÉCLATEUR SOUS PRESSION RÉDUITE [1]

PAR E. OGER et B. BONVALOT.
Département Télécommunications Fixes
de la Compagnie générale de télégraphie Sans Fil.

SOMMAIRE. — *Un éclateur sous pression réduite à électrodes multiples a été étudié en vue de l'emploi en « crow-bar » dans les installations expérimentales relatives à l'étude de la fusion contrôlée. Après un exposé succinct du principe de fonctionnement de cet éclateur, dont l'amorçage peut être commandé alors que la tension à ses bornes est faible, le présent article rend compte des problèmes, souvent d'ordre technologique, qui se sont posés au cours de l'étude et présente les solutions adoptées. L'appareil réalisé a permis d'effectuer* 1 000 *décharges de* 80 000 A *sous* 50 kV *avec une bonne tenue des électrodes.* (C. D. U. : 621.319.53.)

SUMMARY. — *A multiple electrode, low pressure spark gap was developed with a view to using the " crow-bar " in experimental installations for the investigation of controlled fusion. After a brief description of the principle of operation of this spark-gap, which can be fired while the voltage at its terminals is low, this article states the problems, often of a technological kind, which arose during the development and gives the adopted solutions. The device was constructed and was used to produce* 1 000 *discharges at* 80 000 A *at* 50 000 V, *the electrodes behaving very well.* (U. D. C. : 621.319.53.)

INHALTSANGABE. — *Eine Mehrfachelektroden-Funkenstrecke, die unter vermindertem Druck arbeitet, wurde untersucht, um gemäss einer « crow-bar »-Anordnung in einer Versuchseinrichtung für die Untersuchung gesteuerter Schmelzverfahren entwickelt. Nach kurzer Auslegung der grundsätzlichen Arbeitsweise dieser Funkenstrecke, deren Erregung bei kleiner Klemmenspannung bewirkt werden kann, berichtet der Aufsatz über die verschiedenen Probleme, meist technologischer Art, die sich im Laufe dieser Untersuchung herausgestellt haben. Es werden die verschiedenen Lösungen ausgelegt, die verwendet worden sind. Mit dem ausgeführten Gerät konnte man* 1 000 *Entladungen mit einer Stromstärke von* 80 000 A *bei einer Spannung von* 50 kV *erhalten, und zwar bei einem guten Verhalten der Elektroden.* (D. K. : 621.319.53.)

1. INTRODUCTION.

Les laboratoires étudiant la fusion thermonucléaire contrôlée sont conduits à produire des impulsions de courant de plusieurs dizaines de milliers d'ampères dans les inductances associées au tore qui contient le gaz; la fréquence de répétition des impulsions est en général de une ou deux impulsions par minute.

Le procédé habituellement utilisé consiste à charger lentement une batterie de condensateurs de forte capacité pour la décharger ensuite en un temps court dans l'inductance d'utilisation.

Une décharge oscillante tend à s'établir et, si l'on néglige en première approximation les résistances et inductances parasites, le courant atteint son premier maximum à l'instant où la tension aux bornes du condensateur passe par zéro.

Le dispositif étudié a pour but de court-circuiter l'inductance d'utilisation à cet instant précis de façon à prolonger le courant dans la self-inductance, d'une part, et à empêcher d'autre part, la recharge en sens inverse de la batterie de condensateurs. Le fonctionnement dans ces conditions permet en particulier de prolonger notablement la durée de vie des condensateurs qui supportent mal le régime oscillant.

Une telle installation exige donc deux commutateurs à haute tension et à fort courant (*fig.* 1).

[1] Manuscrit reçu le 23 juin 1961.

Le premier S_1 connecte à l'instant initial le condensateur chargé C à l'inductance L.

Le second S_2, appelé commutateur « crow-bar », court-circuite l'inductance L après le premier quart de période du régime oscillant qui s'établit.

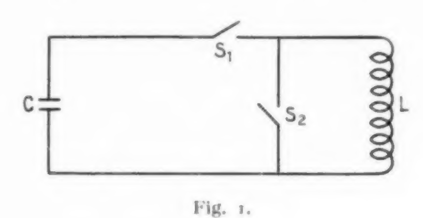


Fig. 1.

Les ordres de grandeurs sont les suivants :

Capacité totale (μF)	90	
Tension de charge (kV)	50	
Courant crête (A)	75 000	
Temps de croissance du courant (μs)	100	environ
Temps de décroissance du courant (ms)	1	»
Intervalle de temps entre deux décharges (mn)	1	»

Commutateur S_1. — Le premier commutateur S_1 nécessite un appareil susceptible :

a. d'accepter au repos une tension de 50 kV à ses bornes aussi longtemps qu'on le désire;

b. d'être actionné pour fermer le circuit à l'instant choisi;

c. de présenter, une fois fermé, une inductance et une résistance très faibles de façon à diminuer les pertes.

Ce problème a pu être résolu assez facilement en utilisant un éclateur dans l'air à électrodes multiples, identique à celui développé pour les modulateurs de grande puissance crête (75 et 120 MW) qui équipent l'accélérateur linéaire d'Orsay. On a seulement été conduit à placer en parallèle cinq éclateurs semblables de façon à ne pas dépasser pour chacun le courant maximal prévu.

Le déclenchement est obtenu en appliquant aux électrodes intermédiaires une impulsion de tension élevée qui entraîne l'ionisation des espaces correspondants et le report de la tension initiale totale aux bornes des espaces extrêmes qui s'ionisent à leur tour.

Commutateur S_2. — Les conditions de fonctionnement sont ici bien différentes; le commutateur S_2 doit, en effet :

a. supporter sans amorçage spontané la tension de charge totale du condensateur après le déclenchement de S_1;

b. se fermer à un instant où la tension à ses bornes est devenue nulle;

c. présenter, une fois fermé, une inductance et une résistance très faibles;

d. fonctionner avec un jitter aussi faible que possible.

Un éclateur fonctionnant sur le principe précédent ne peut convenir et un nouveau type de commutateur haute tension doit être recherché.

2. CHOIX DU COMMUTATEUR CROW-BAR.

Le premier dispositif de commutateur crow-bar envisagé utilisait des tubes à gaz dont l'ionisation était assurée au moment opportun par un circuit annexe fournissant la tension de commande appropriée.

Étant donné le courant crête élevé, plusieurs tubes étaient associés en parallèle, mais les limites de tensions imposées pour les tubes à gaz n'autorisaient pas le fonctionnement à la tension de charge maximale prévue de 50 kV.

Les essais effectués avec deux, puis trois groupes de tubes en série, n'ont pas permis d'obtenir une répartition correcte des tensions malgré l'emploi de ponts d'équilibrage compensés; de plus, la simultanéité d'amorçage de deux tubes en série est très difficile à réaliser et l'un d'eux, qui supporte ainsi pendant un temps plus ou moins long la tension totale, se détériore rapidement.

Finalement, le montage à tubes à gaz a dû être abandonné par suite de la sécurité de fonctionnement insuffisante que présentaient les tubes dans ces conditions particulières d'utilisation.

On s'est alors orienté vers une solution du type éclateur à déclenchement commandé.

Mais, alors que dans la plupart des appareils de ce genre l'amorçage n'est recherché que pour des différences de potentiel de plusieurs dizaines de kilovolts entre électrodes extrêmes, il doit être obtenu ici pour une différence de potentiel nulle ou en tous cas très faible. La courbe (*fig.* 2) représente en effet, en fonction du temps, la forme théorique de la tension aux bornes de l'éclateur S_2, l'origine des temps est l'instant d'amorçage de l'éclateur S_1 et le condensateur C est supposé chargé négativement, l'amorçage de S_2 doit être obtenu au temps T_1.

C'est finalement un éclateur sous pression réduite qui a fourni la solution retenue pour le fonctionnement dans ces conditions.

Pour obtenir une inductance propre et une résistance propre très faibles, on a cherché à réaliser l'appareil de plus petites dimensions possible et à donner à l'ensemble du montage une forme coaxiale.

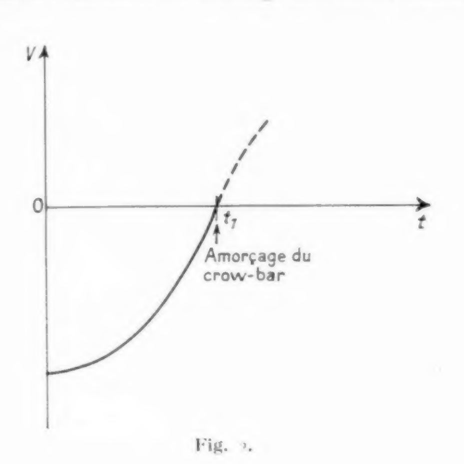


Fig. 2.

3. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE L'ÉCLATEUR SOUS PRESSION RÉDUITE.

Pour deux électrodes planes le potentiel disruptif est régi par la loi de Paschen : il ne dépend, pour un gaz donné, que du produit $p \times d$ de la pression du gaz par la distance entre électrodes.

La courbe tracée (*fig.* 3) correspond au cas de l'air (extraits de *Les accélérateurs de particules*, par S. D. Winter); elle montre que la tension d'amorçage d'un éclateur sous pression réduite croît rapidement pour des produits $p \times d$ inférieurs à 0,1 (mm Hg $\times$ cm).

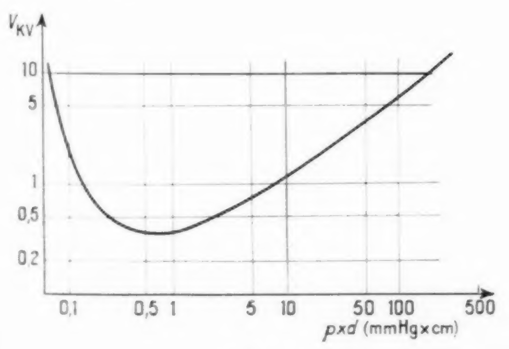


Fig. 3.

Certes, la loi de Paschen ne demeure pas valable dans toutes les gammes de pressions et de différences de potentiel. Du côté des fortes pressions et en particulier si le champ n'est pas uniforme, on sait que la rigidité diélectrique diminue brusquement très en dessous du chiffre donné par la courbe de la figure 3, mais cette chute s'observe pour l'air au-delà de 11 atm.

De même, du côté des basses pressions, lorsque la différence de potentiel entre électrodes dépasse un certain niveau, l'émission d'électrons et d'ions négatifs de la cathode sous l'effet de bombardement ionique devient importante et l'on obtient des potentiels disruptifs inférieurs à ceux déduits de la courbe.

Mais pour la tension maximale de 50 kV qui nous occupe ici, la loi de Paschen peut être admise comme valable; il semble en effet, d'après la littérature consultée, que c'est seulement au-delà de 300 à 400 kV que des anomalies sont observées aux faibles pressions.

On a donc admis, au début de l'étude de l'éclateur, et les essais de la première maquette réalisée l'ont confirmé, que dans une enceinte à basse pression, on peut appliquer entre deux électrodes planes, sans risque d'amorçage spontané, une différence de potentiel liée à la distance par une courbe déduite de celle tracée ci-dessus à une pression donnée.

La première des deux conditions requises énoncées plus haut pour le commutateur S_2 peut donc être satisfaite dans un dispositif de ce type : on peut choisir une distance entre électrodes qui rendra impossible tout amorçage spontané de l'éclateur.

Pour remplir la seconde condition, c'est-à-dire provoquer l'amorçage entre électrodes à l'instant où leur différence de potentiel est nulle ou très faible, il faut obtenir, par une action extérieure quelconque, l'ionisation rapide du gaz résiduel contenu dans l'enceinte à basse pression.

Théoriquement on pourrait agir sur le produit $p \times d$ de façon à déplacer le point de fonctionnement sur la courbe de Paschen vers une région à faible potentiel disruptif, mais un tel procédé ne paraît pas pouvoir donner lieu à une application pratique; en particulier, tout dispositif de ce genre exigerait le recours à un appareillage électromécanique incompatible avec la rapidité de réponse de l'ordre de la microseconde demandée ici.

Il semble bien que le seul procédé valable consiste en une ionisation de l'espace entre électrodes, à l'aide d'un arc provoqué entre deux électrodes auxiliaires dans l'enceinte à basse pression par

application d'une impulsion de tension élevée, issue d'un dispositif électronique.

Les différentes maquettes construites au cours de l'étude ont toujours utilisé ce principe de commande, mais la mise au point de l'initiateur de décharge a fait l'objet de nombreux perfectionnements qui ont conduit à une augmentation constante de l'énergie mise en jeu à mesure que l'éclateur crowbar s'approchait des conditions de fonctionnement définitives.

4. DISPOSITIF INITIATEUR DE DÉCHARGE.

Le dispositif utilisé peut être envisagé comme un canon à plasma, c'est-à-dire une source d'électrons et d'ions. Le principe consiste à faire jaillir un arc entre deux électrodes auxiliaires, par exemple deux tiges parallèles distantes de quelques millimètres (*fig.* 4), l'amorçage est obtenu par application entre ces deux électrodes d'une impulsion de tension de l'ordre de 10 kV; l'énergie nécessaire à l'arc est au préalable emmagasinée dans un condensateur, la décharge de ce dernier est commandée par

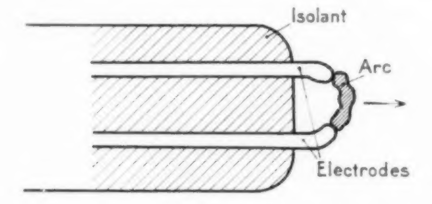


Fig. 4.

thyratron. Lorsque l'arc est amorcé, les forces électromagnétiques tendent à l'allonger dans le sens de la flèche (*fig.* 4) et, selon certains auteurs, la vitesse du plasma ainsi formé peut atteindre 20 cm/μs.

Pour la première maquette réalisée, on a utilisé comme éclateur auxiliaire une bougie ordinaire de moteur à explosion dont le corps était vissé dans l'électrode masse de l'éclateur principal; le montage était tel que la pointe centrale ne formait aucune saillie sur la surface de l'électrode plane (*fig.* 5).

Avec un condensateur de 35 mμF chargé à 7 kV, on obtenait un déclenchement correct de l'éclateur principal constitué de deux disques de cuivre de 70 mm de diamètre distants de 20 mm pour une tension crête de 20 kV.

Par la suite, la marche à tension plus élevée ayant conduit à un fractionnement en plusieurs espaces de l'éclateur sous pression réduite, le dispositif de déclenchement précédent s'est montré insuffisant. Les électrodes intermédiaires de l'éclateur principal faisaient obstacle à la propagation du plasma et l'amorçage de la conduction n'était pas obtenu.

Grâce aux photographies de la zone lumineuse produite par le déclencheur dans l'enceinte à basse pression on a pu déterminer l'énergie minimale à mettre en jeu pour projeter le plasma produit jusqu'aux espaces interélectrodes les plus éloignés de la source.

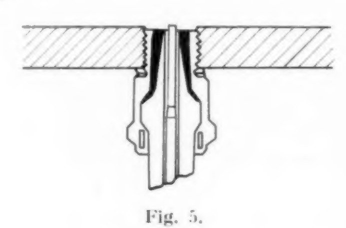


Fig. 5.

Le dispositif adopté, après divers essais, utilise en fait deux éclateurs auxiliaires dans l'enceinte de l'éclateur principal :

— le premier est alimenté par un condensateur de 35 mμF chargé à 15 kV. Le circuit de décharge est fermé par l'intermédiaire d'un éclateur extérieur du type trigatron dans l'air commandé par un étage à thyratron;

— le second est alimenté par un condensateur de 1 μF également chargé à 15 kV. Son circuit de décharge est fermé par l'intermédiaire :

a. du plasma primaire fourni par le premier déclencheur dans l'enceinte à basse pression;

b. d'un trigatron extérieur commandé par le même étage que le premier trigatron.

Le schéma électrique des circuits de déclenchement est représenté sur la figure 6.

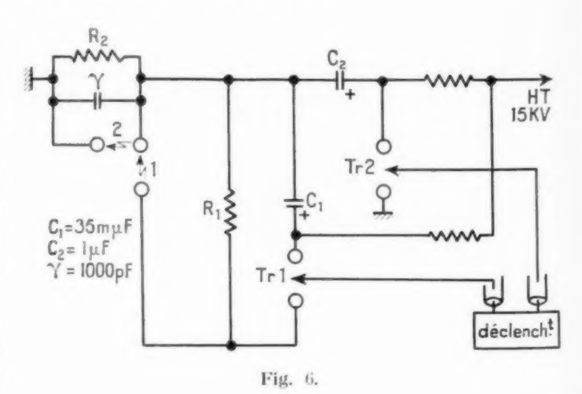


Fig. 6.

L'électrode supérieure de l'éclateur a la forme d'un cylindre vertical creux fermé à l'extrémité inférieure par un disque de molybdène percé d'un trou central de 9 mm de diamètre. L'ensemble déclencheur est placé à l'intérieur du cylindre. Une bougie de moteur à explosion, légèrement modifiée pour favoriser la propagation du plasma dans la direction utile, est montée derrière le disque molybdène dans l'axe du trou sur un support de téflon qui isole le corps de la bougie de l'électrode principale (*fig.* 7).

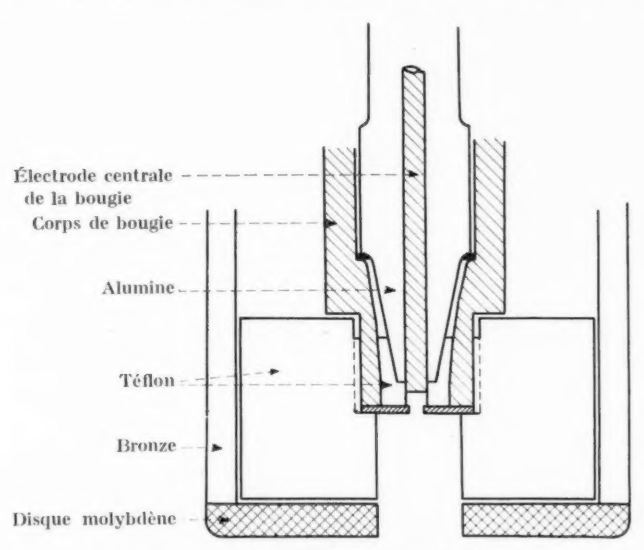


Fig. 7. — Déclencheur ou canon à plasma.

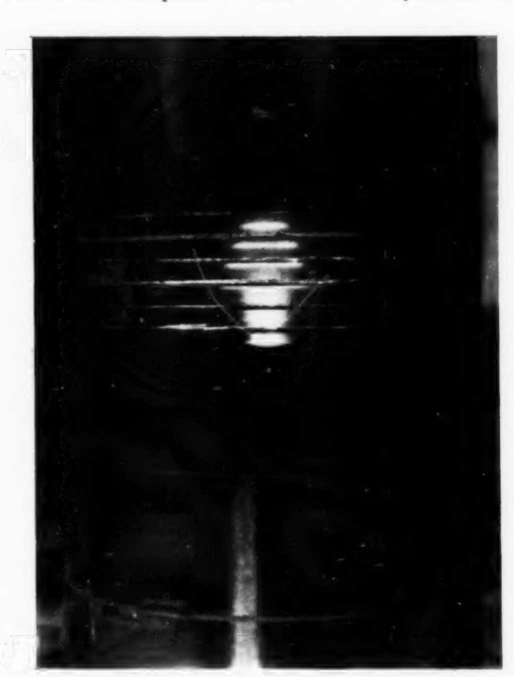


Fig. 8. — Jet de plasma fourni par le déclencheur.

Le premier arc (1) s'amorce entre le corps et l'électrode centrale de la bougie, le second (2) entre le corps de la bougie et le disque de molybdène à travers un passage ménagé dans le support de téflon. La photographie (*fig.* 8) montre la répartition du plasma obtenue avec ce dispositif dans les différents espaces de l'éclateur (le déclencheur est ici monté sur l'électrode inférieure).

Le téflon utilisé comme isolant entre les électrodes du déclencheur présente l'avantage de ne pas retenir sur sa surface les projections de vapeurs métalliques qui se produisent au moment de l'arc. En effet, le téflon est également vaporisé en surface par l'arc de sorte qu'on aboutit à l'auto-nettoyage de l'isolant.

De plus, il semble bien que l'évaporation superficielle du téflon contribue à la formation du plasma qui est projeté entre les électrodes de l'éclateur pour y établir la conduction.

5. ESSAIS D'ÉCLATEUR A DEUX ÉLECTRODES.

La première maquette d'éclateur sous pression réduite a été réalisée dans une enceinte constituée par un cylindre de verre, de hauteur égale au dia-

mètre (100 mm), fermé à ses extrémités par deux flasques métalliques et relié à une pompe mécanique fournissant une pression résiduelle de 5.10^{-3} mm de mercure.

Le cylindre est disposé verticalement et le flasque inférieur constitue l'électrode de masse de l'éclateur; cette électrode est percée d'un trou central dans lequel est logé le déclencheur décrit plus haut. L'autre électrode est suspendue au flasque supérieur; sa partie active est un disque de cuivre de 50 mm de diamètre.

Les premiers essais ont été effectués en régime de décharge oscillante suivant le schéma de la figure 9.

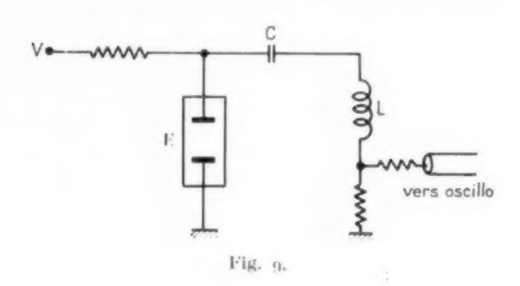


Fig. 9.

La maquette a permis de mettre en évidence le caractère unidirectionnel de l'éclateur au moment de l'amorçage. On constate, en effet, que si, une fois amorcé, l'éclateur conduit bien indifféremment dans les deux sens, l'établissement de la conduction par contre n'est correctement obtenu que pour une polarité de l'électrode isolée : celle-ci doit être positive par rapport à l'électrode masse qui porte le déclencheur.

Ce phénomène tend à prouver que, dans le plasma fourni par le déclencheur, le rôle prépondérant est joué par les électrons; leur masse, bien inférieure à celle des ions formés, leur permet en effet d'acquérir dans le champ électrique des accélérations beaucoup plus grandes que celles des ions.

Dans le cas du fonctionnement en crow-bar, la remarque précédente conduit à choisir pour la charge du condensateur C une source de tension négative; en effet, pour cette polarité, on dispose d'une grande latitude dans le choix de l'instant de déclenchement

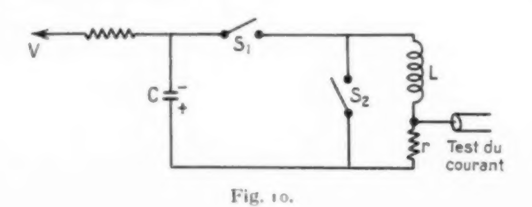


Fig. 10.

et même si ce dernier est fixé immédiatement après T_1 le système est en cours d'évolution vers des conditions plus favorables à l'amorçage (*fig.* 10 et 11).

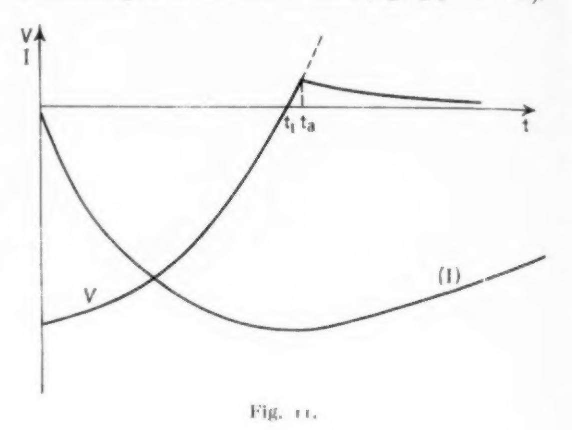


Fig. 11.

En utilisant des électrodes de cuivre de 70 mm de diamètre, 500 décharges ont été effectuées avec

$$V = 20\ \text{kV}, \qquad C = 4\ \mu\text{F}, \qquad L = 38\ \mu\text{H},$$

soit

$$t_1 = 20\ \mu\text{s} \qquad \text{et} \qquad I_{\text{crête}} \# 6\,000\ \text{A}.$$

La constante de temps de décroissance du courant dans la self-inductance était de 700 μs environ.

Avec une tension de charge de 40 kV et une self-inductance de 10 μH le courant crête a été porté à 25 000 A, puis à 50 000 A en branchant l'éclateur sur la prise médiane de la self-inductance, il ne supportait plus alors que la moitié de la tension de charge du condensateur. Après une centaine de chocs dans ces conditions les électrodes de cuivre étaient pratiquement hors d'usage.

Les essais sur l'éclateur à deux électrodes ont montré que la remontée de pression constatée après l'amorçage augmente en première approximation comme le courant crête commuté. D'autre part, lorsque la distance entre électrodes croît, l'énergie nécessaire au déclencheur augmente rapidement. Enfin, la détérioration des électrodes se présente comme une fusion superficielle du métal accompagnée parfois de projection de particules métalliques incandescentes.

La surface tend ainsi à se couvrir d'aspérités qui modifient les conditions de tenue en haute tension; pour réduire au minimum l'effet de ces irrégularités de surface on a intérêt à adopter des distances entre électrodes relativement grandes, d'une part, et à choisir, d'autre part, un métal à point de fusion élevé (tungstène par exemple).

L'expérimentation de l'éclateur à deux électrodes a encore montré que la sécurité de fonctionnement n'est satisfaisante que pour des tensions inférieures à 25 kV environ; au-delà, sans que le défaut soit systématique, on observe parfois des amorçages spontanés.

6. ESSAIS D'ÉCLATEURS A ÉLECTRODES MULTIPLES.

Les amorçages spontanés observés de façon erratique aux tensions supérieures à 25 kV sur le montage à deux électrodes peuvent être attribués au fait que les électrons libres susceptibles d'exister dans l'éclateur subissent une accélération proportionnelle à la différence de potentiel existant entre les deux électrodes.

Cet inconvénient peut être évité par un fractionnement en plusieurs espaces, ne laissant subsister aucun trajet rectiligne direct entre les électrodes extrêmes; l'électron libre ne subit plus alors que l'accélération correspondant à la différence de

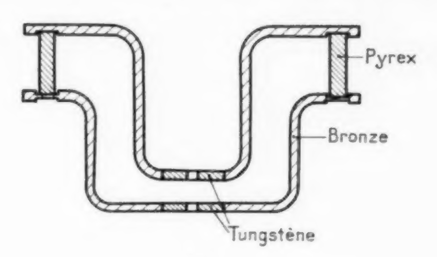


Fig. 12.

potentiel entre deux électrodes consécutives et il acquiert une vitesse insuffisante pour provoquer l'ionisation de l'espace.

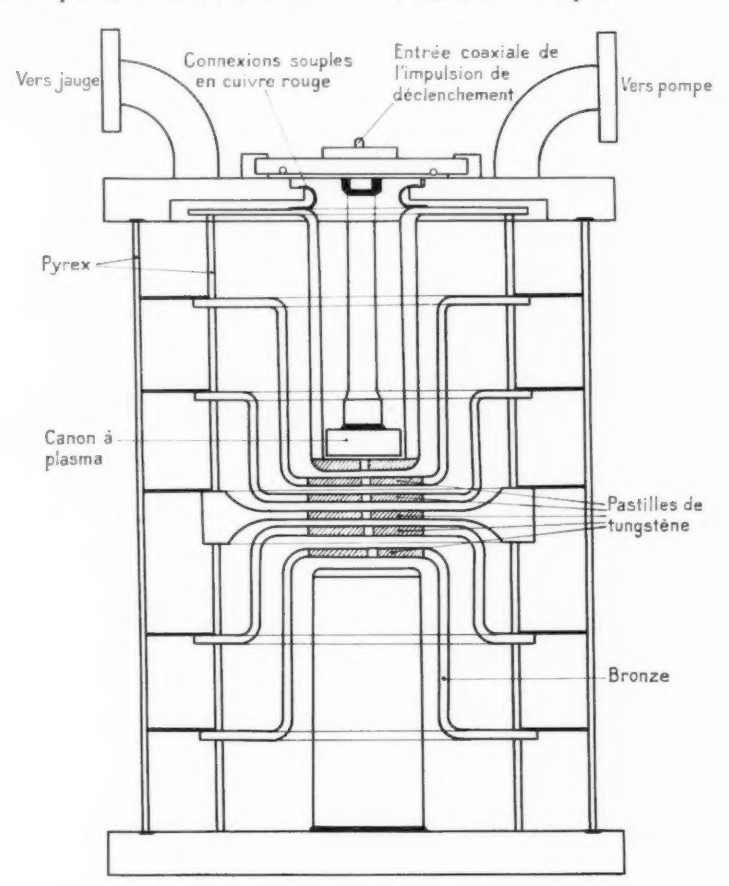


Fig. 13. — Éclateur sous pression réduite.

Espaces entre parties actives des électrodes : 5 mm; Diamètre » » » : 50 — ; Hauteur totale de l'appareil : 350 mm; Diamètre de l'enveloppe extérieure : 250 — .

Un fractionnement correct suppose évidemment une répartition régulière des potentiels des diverses électrodes; celle-ci est obtenue en veillant à ce que les capacités interélectrodes soient égales (dans l'éclateur mis au point leur valeur commune est 30 pF).

Chaque électrode intermédiaire doit cependant être percée d'un trou destiné à laisser le passage au plasma d'amorçage, mais de façon à éviter l'accélération des électrons libres éventuels sous des différences de potentiel importantes, les trous des diverses électrodes ne sont pas alignés, leur disposition a été déterminée empiriquement pour conserver malgré tout le maximum d'efficacité au déclencheur.

Le premier éclateur construit sur ce principe utilisait un empilage de disques de cuivre séparés par des couronnes de téflon de 4 mm d'épaisseur. Mais cette disposition a dû être abandonnée à cause de la métallisation rapide des surfaces de l'isolant. En effet, le processus d'auto-nettoyage du téflon exposé au paragraphe précédent ne se produit pas convenablement ici : la distance plus grande qui sépare le téflon de l'arc ne permet pas la vaporisation en surface et l'on ne pourrait réduire cette distance qu'en réduisant les dimensions des électrodes, donc aussi leur durée de vie.

La solution adoptée pour éviter la projection de particules métalliques sur les entretoises isolantes consiste à donner aux électrodes, la forme particulière représentée à la figure 12 qui permet de ne pas placer les isolants en regard de la zone active où se produit l'arc.

Après les essais satisfaisants d'un premier montage de ce type à trois espaces utilisant des cylindres de verre comme isolant, le modèle définitif a été réalisé avec six espaces. Il est représenté en coupe sur la figure 13 et la figure 14 est une photographie de la maquette montrant les orifices de pompage, l'alimentation du déclencheur et les connexions de retour du courant.

Le rôle des électrodes extrêmes a été inversé par rapport aux premières maquettes pour placer le canon à plasma à la partie supérieure de l'éclateur; on évite ainsi les court-circuits dus, dans la disposition primitive, à la chute de particules métalliques entre les électrodes du canon.

Les dimensions plus importantes atteintes avec ce modèle d'éclateur ont exigé, d'une part, une augmentation sensible de l'énergie mise en jeu dans le circuit du déclencheur (1 μF, 15 000 V) et, d'autre part, l'amélioration de la vitesse de pompage. L'installation expérimentée à 50 kV, 80 000 A permet après chaque décharge un retour à la pression de 4.10^{-3} mm de mercure en 40 s.

Les essais ont montré que, après une période de repos de plusieurs heures, le dégazage observé lors des premières décharges est beaucoup plus important qu'après un grand nombre de décharges effectuées à la cadence d'une par minute.

Au premier choc la pression passe, par exemple, de $4\ 10^{-3}$ mm à 10^{-2} mm de mercure alors que

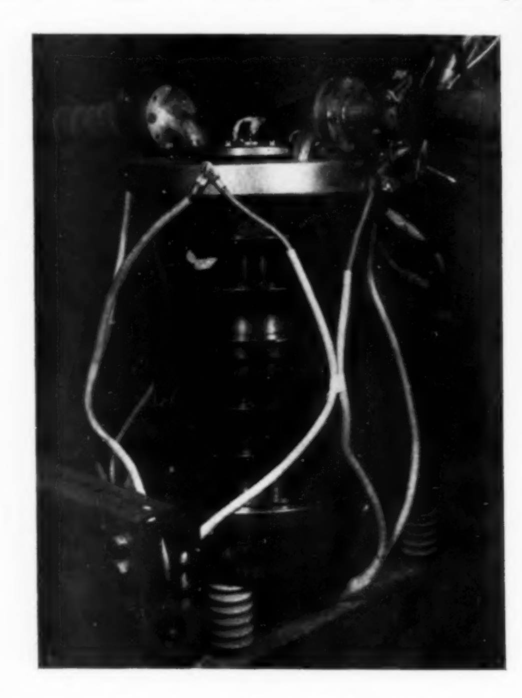


Fig. 14. — Maquette de l'éclateur.

du 12e au 50e choc les pressions atteignent seulement 4,5 à $5{,}5.10^{-3}$ mm de mercure.

La partie active des électrodes est constituée par un disque de tungstène interchangeable, les autres métaux expérimentés (cuivre, laiton, molybdène) conduisant en effet à une détérioration trop rapide par fusion superficielle avec formation de cratères.

On constate, au démontage, que les électrodes les plus détériorées sont les plus éloignées du déclencheur, la détérioration est localisée autour du trou comme le montre la photographie (*fig.* 15) prise après 1 000 décharges à 80 000 A sous 50 kV.

Le fait que les électrodes proches du canon sont moins détériorées semble bien indiquer que la

commutation s'effectue d'autant mieux que le plasma fourni par le déclencheur est plus abondant et il est probable que la durée de vie des électrodes serait améliorée si la construction du canon à plasma ou l'énergie mise en jeu dans le circuit de déclenchement pouvaient être modifiées de façon à remplir tous les espaces de gaz ionisés à l'instant de la commutation.

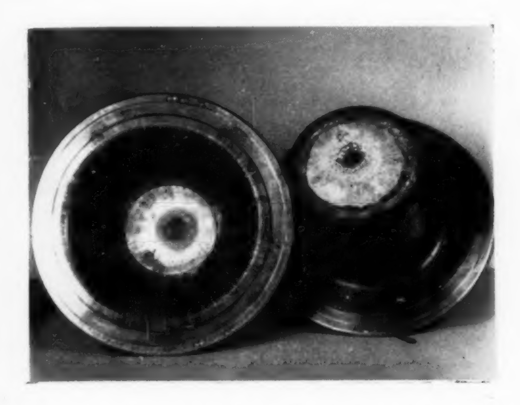


Fig. 15. — Électrodes de tungstène après 1 000 chocs à 80 000 A, 50 kV.

7. CONCLUSION.

L'éclateur réalisé a permis d'atteindre les performances demandées pour l'utilisation en crow-bar sur les installations expérimentales relatives à la fusion, mais d'autres applications peuvent être envisagées.

Les principaux avantages de l'éclateur sous pression réduite sont, à notre avis :

— la possibilité de déclenchement dans une très large gamme de tensions de quelques centaines de volts à 50 kV;

— la faible inductance propre et la faible résistance après l'amorçage;

— la tenue en tension élevée sans amorçage spontané;

— la rapidité de réponse au signal de commande. Le retard à l'amorçage paraît être, en effet, compris entre 10^{-7} et 10^{-8} s.

Par contre, cet éclateur présente l'inconvénient de nécessiter un pompage permanent et un dispositif de déclenchement assez volumineux.

Les essais effectués à courants très élevés (25 000 à 100 000 A) ne se conçoivent qu'à très basse fréquence de répétition à cause de la remontée de pression produite, mais, pour des courants de 5 000 à 10 000 A crête, un tel éclateur peut fournir une solution intéressante dans les modulateurs où les courants (ou tensions) mis en jeu sont supérieurs à ceux que permettent les thyratrons actuellement connus.

L'éclateur sous pression réduite trouve encore son application comme dispositif de protection rapide lorsqu'il s'agit, à la suite d'un amorçage dans le circuit d'utilisation, de décharger les condensateurs de filtrage d'un redresseur haute tension avant que leur énergie ne vienne endommager le circuit défaillant.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] O. A. Anderson, W. R. Baker, J. Ise, W. B. Kunkel, R. V. Pyle et M. Stone, *The triax pinch device*. University of California. Radiation Laboratory, Berkeley (U. C. R. L. 8153).

[2] R. Buser et P. Wolfert. *Capacitor bank for plasma research.*, Electronics, Aug. 1960.

[3] J. W. Mather et A. H. Williams, *Some properties of a graded vacuum spark gap* (*Rev. Scient. Instr.*, t. 31, nº 3, March 1960).

[4] R. A. Fitch et N. R. Mc Cormick, *Low induction switching using parallel spark gaps* (The Institution of electrical engineers. Convention on thermonuclear processes 29-30 th April 1959).

[5] D. L. Smart, *Some switching problems in thermonuclear research* (The Institution of electrical engineers. Convention on thermonuclear processes, 29-30 April 1959).

[6] David B. Cummings, *Development of switching components for controlled fusion research* (*Inst. Rad. Engrs, Transactions on nuclear science*, t. 6, nº 3, septembre 1959).

[7] F. M. Penning, *Décharges électriques dans les gaz.*

ABRIDGMENTS.

AN ELECTRICALLY OPERATED U. H. F. POWER SWITCH

By G. Broussaud and P. Trevoux. p. 269

Introduction.

The requirement is, given an electromagnetic wave propagated in a waveguide E (*fig.* 1), to direct that wave to any one of the N outputs $S_1, S_2, \ldots, S_N$ where it is to be put to use.

The arrangement which will be described here is based on control of the phase shift introduced by a number of line sections connected in parallel over the path, from the input to any one of the N switch outputs.

The phase shift can be obtained either by mechanical or by electrical means (ferrites). Since electrical control is more flexible and quicker, we shall make a few remarks on the design of ferrite phase shifters and on performance which we have been able to obtain in this way.

1. Principle.

1.1. To make the circuits clear we shall use, for each circuit element, a symbol whose significance is shown in figure 2.

1.2. Consider the balanced loop shown in figure 3. It is easily seen that it constitutes a 2-channel switch. If Φ_A, Φ_B, the electrical lengths of arms A and B are equal waves issuing at T are regrouped in S_1 (homologous arms). If Φ_A and Φ_B differ by the angle π, regrouping occurs at S_2.

The circuit elements need not be matched; in order that there shall be total decoupling between S_1 and S_2 it is only necessary that loop symmetry be perfect.

Note. — The magic T is not the only device that can be used in this circuit arrangement. Any other hybrid structure can be used, and in particular the 3 dB *directional coupler* which generally affords a simpler and more compact device.

1.3. The principle of this switch can be extended to a greater number of channels by suitable grouping of identical loops. Figure 4 shows the circuit of a 4-channel switch, and figure 5 that of an 8-channel switch.

With the same process we can then have 16, 32, 64, ... 2^n channels.

This switch has some considerable possibilities, its value arises from the fact that it is basically a *parallel connection of identical elements*. It possesses three main advantages :

1. The insertion loss is that of a single path, i. e. for $N = 2^n$ channels, that of a *single phase shifter* and 2^n T' (n for division, n for regrouping);
2. The power through each phase shifter is only one Nth part of the total switched power;
3. The pass-band is limited, not through the complexity of the circuit (the arrangement does not involve standing wave conditions) but through the pass-band of each circuit element (elbows, T's, phase shifters).

Lastly, it should be mentioned that if the phase shifters are reciprocal, the switch is also reciprocal.

Note 1. — These circuits can also be extended to the case in which the number of inputs is equal to the number of outputs. All that is required is to copy the division circuits from the grouping circuits (hybrids). Figure 6 is an example of a switch of this type with four pairs of channels.

The mathematical analysis (based on Boole's algebra) then shows that, if the same index is given to homologous inputs and outputs, a correspondence $E_p \rightleftharpoons S_q$ *is attended by the inverse correspondence* $E_q \rightleftharpoons S_p$.

Note 2. — A switch of the same type can be produced by replacing the *phase shifters* by *gyrators*. In our particular case, these two devices may be considered to be equivalent, since a π phase shift may also be considered as a π rotation of the plane of polarisation. But the rotations give the switch a new possibility, that of an additional selection by *polarisation duplexers*. In this way the number of rotators is only half the number of channels.

Note 3. — The symmetry of figure 6 suggests another switching possibility (¹); this is obtained by substituting reflection phase shifters for the transmission phase shifters so far considered.

This can be done with diodes followed at a suitable distance by a short-circuit.

Depending on the phase shift obtained with these diodes, the signal injected at E_1 will be available at E_2, E_3 or E_4, and even E_1, but a circulator will then be needed for separating it from an input signal.

2. Decoupling.

2.1. Decoupling between arms E and H of a well designed magic T is about 45 dB. But in order that that performance shall be preserved between the switch outputs, the waves which arrive at each magic T through its side arms would have to have *strictly identical amplitudes and strictly equal or opposite phases.*

In practice these two requirements cannot be secured, the main cause of error being localised in the control elements (phase shifters or rotators).

(¹) French patent filed.

2.2. Consider a switch with N channels ($N = 2^n$) and N control elements. The field available at the output of the element of rank k can be written in the form

$$E_p = \varepsilon_p^k E_0 (1 + \alpha_p)\, e^{j\varphi_p} \tag{1}$$

which shows the amplitude error α_p and the phase error φ_p.

ε_p^k is equal to ± 1; depending on the phase shift (0 or π) applied for the final regrouping at the output of rank k.

By definition the output of rank k is that of the path for which successive regrouping is achieved by the summation of the absolute values.

Neglecting $(\varphi_p)^2$ and $(\alpha_p)^2$ compared to unity, the decoupling is

$$D = \frac{|S_k|^2}{|S_l|^2} = \frac{N^2 + (2N)\sum_1^N \alpha_p + \left(\sum_1^N \alpha_p\right)^2 - \sum_{p \neq q} (\varphi_p - \varphi_q)^2}{\left(\sum{}' \alpha_p - \sum{}'' \alpha_p\right)^2 + \sum_{p \neq q} (\varphi_p - \varphi_q)^2} \qquad (l \neq k) \tag{2}$$

setting $D \# \dfrac{N^2}{\Lambda^2 + \Phi^2}$,

$$\Lambda^2 = \left(\sum{}' \alpha_p - \sum{}'' \alpha_p\right)^2 \quad \text{and} \quad \Phi^2 = \sum_{p \neq q} (\varphi_p - \varphi_q)^2. \tag{3}$$

2.3. To complete the calculation we shall take the case of a switch with a very large number of channels, the parameters α and φ being then considered to be random variables. In addition, for each of these variables, we shall take :

a. a practical limit for dispersion, i. e. α_0 for α and φ_0 for φ, defined by the condition that the inequalities $|\alpha| < \alpha_0$ and $|\varphi| < \varphi_0$ are verified for 99 % of cases;

b. a *law of probability* of the *Laplace type*.

As a result, Λ and Φ are also, from their very definition, random variables for which the law of probability is also of the Laplace type.

Under these conditions, if $\sigma(x)$ represents the r. m. s. deviation of the random variable x, we have

$$\begin{cases} \sigma(\alpha) = \dfrac{1}{2{,}6}\,\alpha_0 & \text{and} \quad \sigma(\varphi) = \dfrac{1}{2{,}6}\,\varphi_0, \\ \sigma(\Lambda) = \dfrac{\sqrt{N}}{2{,}6}\,\alpha_0 & \text{and} \quad \sigma(\Phi) = \dfrac{\sqrt{N}}{2{,}6}\,\varphi_0. \end{cases} \tag{4}$$

In order that Λ and Φ shall be respectively less than Λ_0 and Φ_0, for at least 99 % of cases, we must have

$$\sigma(\Lambda) \leq \frac{\Lambda_0}{2{,}6} \quad \text{and} \quad \sigma(\Phi) \leq \frac{\Phi_0}{2{,}6} \tag{5}$$

hence

$$\alpha_0 \leq \frac{\Lambda_0}{\sqrt{N}} \quad \text{and} \quad \varphi_0 \leq \frac{\Phi_0}{\sqrt{N}}. \tag{6}$$

Lastly, in order to simplify, let us assume that the amplitude and phase errors are equally responsible for the loss of decoupling between the principal output and any one of the $N - 1$ other outputs. We then have

$$\Lambda = \Phi \tag{7}$$

and

$$D = \frac{N^2}{2\Lambda^2}. \tag{8}$$

Decoupling will then be greater than X if

$$|\Lambda| < \frac{N}{\sqrt{2X}} \tag{9}$$

a condition which is verified in 99 % of cases when

$$\alpha_0 \leq \sqrt{\frac{N}{2X}} \qquad \left[\text{from equation (6), with } \Lambda_0 = \frac{N}{\sqrt{2X}}\right]. \tag{10}$$

And similarly, since $\Lambda = \Phi$,

$$\varphi_0^{\text{rad}} \leq \sqrt{\frac{N}{2X}}. \tag{11}$$

The table on page 274 gives a few numerical values for α_0 and φ_0 calculated for switches with 16, 32, 64 and 128 channels and for decoupling of 20, 30 and 40 dB.

The cross-hatched areas are those where the values obtained are too high to verify the simplifying assumptions which are the basis of the calculations.

There remains however the important conclusion that the conditions to apply on the phase shifters decrease in severity as the number of channels is increased, but it is to be remembered that the calculation holds only when the amplitude and phase errors are respectively independent, and this is not the case when they originate from a variation of temperature or of frequency.

3. Ferrite phase shifters.

3.1. These may be of various types, depending whether the phase shift is obtained by Faraday effect or by control of the wave velocity in the ferrite.

The value of phase shift by rotation of the plane of polarisation is shown in figure 8. It is an advantage to use for the operating points A and B which are located at the start of the zone of saturation of the material, resulting in a lower sensitivity to errors on the applied field as well as a low insertion loss.

Unfortunately this device is restricted to frequencies above 5 000 Mc/s and to peak powers less than 100 kW (per element).

The propagation velocity can be controlled either on circular waveguide (whith an axial polarising field) or on rectangular waveguide (with axial or transverse field) or even on a microstrip line or on a coaxial cable.

Two regions of operation are possible :

1. *Region I* : *Weak fields* (using the ferrite magnetisation curve). *Axial field*.

Loss appears below the frequency

$$f_2 = \frac{\gamma}{2\pi}(H_A + 4\pi M_S).$$

So materials such as

(12) $$H_A + 4\pi M_S < \frac{\omega}{\gamma}$$

will have to be used, while maintaining a Curie temperature which is sufficiently high to allow the material to withstand the incident power. Also, the width of the resonance line ΔH has to be sufficiently small to ensure that loss does not appear at frequencies above f_2.

2. *Region II* : *Axial or transverse field.*

a. Near and below resonance. — This region can be used if there is at least one value of the applied field H_z for which losses in weak fields disappear while loss at resonance is not yet appreciable.

b. Near and above resonance. — The material has to be saturated for H_z greater than H_R. This is obtained with

(13) $$H_R = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_S, \qquad H_{\text{sat}} = H_A + 4\pi M_S \quad \text{if} \quad H_A < \frac{\omega}{\gamma}.$$

3.2. Whatever the type of phase shifter used, the polarising field has to vary with time between two stable states taking the form of rectangular signals. The generation of this field by a coil is a delicate operation and frequently requires a large control power. It is then preferable to superimpose on a d. c. field of suitable intensity permanent magnets whose field is reversed by means of high-current pulses.

Conclusion. — The switch described in this article has many advantages due to the fact that it is basically a parallel *assembly of identical elements*. For this reason it permits the control of powers which increase as the number of channels increases. Its insertion loss is that of a single phase shifter, and its pass-band is limited only by that of its components. As regards interchannel decoupling, this can reach high values (30 dB) and more easily as the number of channels, in this case also, is increased.

Lastly, work done on ferrite phase shifters has shown that these systems could be used down to frequencies as low as 300 Mc/s and up to powers of 500 kW (i. e. 8 MW *for a 16-channel switch*).

So this switch is perfectly appropriate for three-dimensional radars which are becoming increasingly urgent problems.

UTILISATION OF TRANSISTORS UNDER AVALANCHE CONDITIONS

By P. Chapouille. p. 277

1. Theory of avalanche conditions.

A brief description is given of the avalanche conditions theory established by Kidd, Hasenberg and Webster in an article published in *R. C. A. Review* of March 1955 in which the authors attribute the phenomenon to a collision ionisation occuring in the transistor's collector depletion zone. By means of this model it can be shown that there exists a voltage reversal in

the I_c, V_c characteristic, as well as a zone of negative differential resistance. According to its authors, this theory is approximate only since it admits the neutrality of charges and pure diffusion, failing to take into consideration the carrier transit time during avalanche conditions, while it is essential to know this time for the applications which are here considered.

2. **Taking the characteristics.**

Taking the I_c, V_c characteristics necessitates taking certain precautions since the transistor behaves in this region as a stable current system, whereas it is a stable voltage system in the normal region of the characteristics. It is also necessary to avoid oscillations which arise in the negative region, as well as destruction by overheating, by taking rapid readings.

The practical arrangement used consists in sweeping the collector volts by means of a fast saw-tooth (100 μs) and low rate of sweep (200 c/s), and reading the emitter current (which is not very different from the collector current) (by inserting a very small resistance in series with the emitter, the voltage being read across that resistance.

Characteristics have been obtained on various transistors : *p-n-p* alloy, *p-n-p* drift, *p-n-p* Madt, and have shown rather wide dispersion in the case of unselected transistors.

3. **Description of a few applications.**

The applications are mainly concerned with the construction of steep-fronted pulse generators operating at a relatively high pulse rate. First considered is a triggered generator using the discharge of a condenser in a load resistance supplying pulses of up to 40 V in 50 Ω with fronts of 1 to 2 ns. The use of an open coaxial cable as delay line has made it possible to obtain rectangular pulses of less than 10 ns with rising fronts less than 1 ns. By shifting the operating point these generators may be used as self-oscillators up to frequencies of the order of 1 Mc/s. Use of the necessary recovery time between two pulses enables particularly stable pulse frequency dividers to be constructed.

In view of the short pulse duration, delay lines consisting of sections of coaxial cable make it possible to produce pulse groups.

4. **Analysis of the operation of the pulse generator.**

Assuming the variation of the collector volts during avalanche is substantially linear, it is possible to calculate the current in the load, the collector volts and the power dissipated in the load and in the transistor. It will be appreciated that, in this mode of operation, the transistor can be characterised by a characteristic energy W_0, or by a characteristic capacity C_0, taking into account the duration of the avalanche effect τ, the collector saturation resistance R_s and the turn-over volts V_{c0}.

HIGH-PERFORMANCE DIRECTIONAL COUPLERS

By B. Richard. p. 293

INTRODUCTION.

This summary will be restricted to the calculation and design of a particular type of directional coupler, the coupler obtained by superposition on the larger side of two identical rectangular waveguides whose common part is provided with various coupling apertures. Special attention will be given to the constancy of the characteristics of these couplers in the usual frequency band in which they are used.

The article is divided into three parts :

The first part deals with the general properties of ideal directional couplers, from theoretical considerations of multipoles and from the operating principle of directional couplers which, by simplified reasoning, will provide the various parameters which have to be taken into consideration in the design. The second part deals with the examination of these various parameters. Part III is concerned with the description of the various experimental results obtained and deals with the possibility of using these highly directional couplers as measuring instruments.

1. **General.**

1.1. Some points in brief.

A directional coupler is a special type of four-port device. Any passive four-port device which does not include any non-linear component can be represented by a transfer matrix $c\,(l')$ of four rows and four columns.

The consequence of the reciprocity theorem implies that this matrix is symmetrical.

It can also be shown that it is a unit matrix when the four-port device is non-dissipative; the latter condition is obtained in practice in directional couplers; losses in the waveguide walls and in the coupling apertures, when the latter are thin, are negligible.

The complex terms A, B, C, D represent the amplitudes and phases of the waves leaving this new four-port when arms 2, 3, 4 (*fig.* 1) are terminated on reflection-free loads and the system fed into arm 1 by a unit wave.

A directional coupler has the following distinguishing feature : $B = 0$. From relation (2), (3), (4) it follows that A is also zero. This coupler is therefore matched, for if arms 3 and 4 are terminated on reflection-free loads, no energy is reflected into arm 1 in which the energy enters.

Relations (1), (2), (3), (4) are transformed to (5) and (6).

Waves leaving arms 3 and 4 are in quadrature, relation (6), they can be expressed in amplitude by a single parameter such that $(C) = \cos \alpha$, $(D) = \sin \alpha$, as a consequence of relation (5).

The quantity $\frac{1}{\sin \alpha}$ is designated the coupling.

The characteristic matrix Γ of a directional coupler, which relates waves entering and leaving at the left to those entering and leaving at the right, as shown in figure 2, takes the form (7).

1.2. Choosing the structure of the directional coupler.

The properties mentioned above are applicable to an ideal directional coupler.

In practice it is not possible to obtain values of coupling and of directivity which are independent of frequency.

In general all that is required is that coupling be constant to within a few fractions of a decibel, and that directivity be better than 40 dB.

Such a performance can be secured by the use of a structure with a multiplicity of coupling apertures.

Simplified reasoning will help to see more clearly the operating mechanism of such a directional coupler.

Consider figure 3; a directional coupler with $2n$ coupling apertures equally spaced by the electrical angle θ $\left(\theta = \frac{2\pi d}{\lambda}\right.$, where d is the distance between two successive apertures and λ is the wavelength in the waveguide$\left.\right)$, apertures with the same number being identical.

Let A, B, C, D, be the various coupler inputs and outputs, as shown in figure 3, a_n the amplitude of the waves radiated in the secondary waveguide on either side of the coupling aperture n, when the amplitude of the wave in the main waveguide is unity.

As a first approxiamation it can be accepted that a wave entering at A, if the whole of the apertures radiate only a small amount of energy, is practically not degraded as it passes along the main waveguide; fields $a_1, a_2, \ldots, a_n$ will then appear in the secondary waveguide; for the same reason as above, these fields will be only slightly perturbed by the apertures and will therefore be added vectorially, the following values are deduced :

— for coupling C :

$$C = \frac{1}{2}\sum_{1}^{n} a_n;$$

— for directivity D :

$$D = \frac{\sum_{1}^{n} a_n}{\sum_{1}^{n} a_n \cos(2n-1)\theta}.$$

Within the limitations of the above approximation, in order to secure a coupling which is independent of frequency it is necessary that each value a_n shall be constant and, to secure a directivity better than 40 dB, whatever the working frequency within the waveguide pass-band, that an appropriate law of distribution for these openings be chosen.

2. Examination of the various parameters.

2.1. Radiation from a coupling aperture.

Consider two waveguides : G_1 the main guide and G_2 the secondary guide, and C a circular aperture whose centre coordinates are $x\,o\,O$, in the system of coordinates shown in figure 4.

Calling A and B the waves radiated to the right and to the left in the secondary waveguide by the coupling aperture when the main guide is fed from the left with unit wave, it can be shown that field A can be made stationary in the middle of the waveguide's frequency band by placing the centre of the aperture at $x = \pm \frac{a}{4}$.

Figure 5 shows the relative variation of A with the wavelength.

2.2. Coupling calculation taking into consideration the interaction between the various coupling apertures.

The matrix γ which relates the various waves entering and leaving at the left to those at the right (*fig.* 6) of a junction obtained by means of a circular aperture placed at $x = \frac{a}{4}$ when $\frac{\lambda_g}{\lambda_c} = 1$, is identical to that of a slot junction [3].

The association of two identical junctions separated by the electrical distance θ (*fig.* 7), leads to the matrix Γ which corresponds to that of a directional coupler with coupling $\frac{1}{\sin \alpha_1}$ when

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \alpha + k\pi \qquad (\text{where } k \text{ is a whole number}).$$

The association of four junctions, as shown in figure 8, leads to a directional coupler with coupling $\frac{1}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}$ if

$$\theta_1 = \frac{\pi}{2} - \alpha_1 + k_1 \pi \qquad \text{and} \qquad \theta_2 = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_2}{2} - \frac{\alpha_1}{2} + k_2 \pi.$$

The reasoning can be easily extended to the association of $2n$ junction (*fig.* 9) coupling is then $\frac{1}{\sin \sum_{1}^{n} \alpha_n}$ if

$$\theta_n = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_n}{2} - \frac{\alpha_{n-1}}{2} + k_n \pi.$$

2.3. Law of distribution of fields radiated by each aperture.

A directivity better than 40 dB was obtained over the guide's whole useful waveband by calculating the parameters from the rule approaching the " maximally flat " rule

$$\alpha_p = \alpha_0 \sin \frac{2p - 1}{2n} \pi.$$

Under these conditions the minimum theoretical directivity in the frequency band of a waveguide is not less than 37 dB when $n = 10$.

3. Experimental results and applications.

3.1. Experimental determination of parameter α.

Measurements of the α parameter were made by means of various couplers, each provided with several equally spaced identical apertures, the diameter varying from one coupler to another. Under these conditions the directivity was of some 20 dB, so that by measuring the coupling it was possible to determine this parameter accurately. If the number of apertures is $2n$, coupling is $c = \frac{1}{\sin n \alpha_p}$.

The variation of α with the aperture diameter is shown in figure 11, for a distance between the centre of the aperture and the waveguide axis of $\frac{a}{3,6}$, which was determined by experiment, theory gave a value of $\frac{a}{4}$ (*see* 2.1), which is substantially the same as the measured value.

3.2. Performance obtained on millimetric waves.

Figure 12 shows a few designs of directional couplers for the millimetric band : the 26.5 to 40 Gc/s, 50 to 75 Gc/s and 90 to 140 Gc/s bands.

Their characteristic curves (*fig.* 13 and 14) show that coupling is constant to ± 0.5 dB and that directivity is better than 40 dB, as obtained theoretically.

Figure 15 shows the design details. In a first oblong brass block a longitudinal slot is cut with a cross section equal to the waveguide section. In the second block a similar slot is cut but with curved ends to join up with the side walls. A plate a few tenths of a millimetre thick is cut with the various coupling apertures.

The three parts are stacked together and heavily clamped; the whole is then turned on the lathe and given a finish so as to ensure good electrical contact between the various parts.

3.3. Use of highly directional couplers for U. H. F. measurements.

In addition to their conventional applications, the high directivity of these couplers enables them to be used for precision measurement of reflection coefficients and impedances.

3.3.1. *Measurement of reflection coefficients.*

The principle of the measurement is as follows : a switch is inserted (*fig.* 16) between the 20 dB directional coupler and the impedance to be measured; this switch is used to connect to the coupler output either a short-circuit or the unknown impedance, and a detector or a bolometer inserted in the " directivity " channel measures the level of the reflected wave.

With the switch in the impedance measurement position, a certain level is detected. In the short-circuit position the source has to be attenuated to obtain the same level as before. The attenuation required is the modulus of the load reflection coefficient.

An impedance can be readily measured by an arrangement for the 90-140 Gc/s band, combining a directional coupler and a switch, as shown in figure 17. Change-over is effected by a simple lever; a knurled ring at the right of the figure is used for clamping, and perfect electrical contact is secured in both positions by turning the ring.

3.3.2. *Impedance measurement.*

The arrangement used for impedance measurement (*fig.* 17) consists on : a directional coupler, a calibrated attenuator, a movable short-circuit piston and a detector.

The principle of measurement is as follows :

A unit wave fed at the coupler input 1 generates at ouputs 3 and 4 two waves travelling outwards; if the coupler's geometry is symmetrical these waves can be written respectively $i\,q\cos\alpha$ and $\pm\, i\,q\sin\alpha$ (where q is the phase difference between the wave leaving at 4 and the wave entering at 1). Designating by τ the amplitude and phase of the reflected waves, τ_3 for the impedance to be measured at 3, τ_4 for the combined attenuator and short-circuit piston at 4, there appears in channel 2 a reflected wave

$$R_2 = \pm\, i q^2 (\tau_3 \pm \tau_4) \cos\alpha \sin\alpha.$$

So in order to find the reflection coefficient τ_3 in modulus and phase, and so the load impedance, all that is necessary is to reduce the detected signal to zero by altering the value of the attenuation and the position of the short-circuit piston, since then $\tau_3 = \tau_4$, the value of τ_4 is calculated from the value of the attenuation and of the distance of the short-circuit from 4.

Measurements using a zero method are accurate.

An improvement can be made to the arrangement by replacing the moving piston by a fixed short-circuit and a calibrated phase shifter, and placing between the impedance and channel 3 a waveguide section of length equal to the distance between 4 and the short-circuit; under these conditions the amplitude and phase of the wave reflected by the impedance are directly related to the attenuation and the phase shift.

CONCLUSION.

After a general description of the properties of ideal directional couplers, these properties being applicable in practice to highly directional couplers, the various elements necessary for calculating and designing highly directional, high grade couplers have been given.

The characteristics obtained in various millimetric wave designs show very close agreement between theory and experimental results.

SEMI-CONDUCTOR COMPONENTS FOR PARAMETRIC AMPLIFICATION

By P. Leclerc. p. 302

The use of a non-linear reactance element, or one depending on time, coupled between two circuits, provides amplification, power being supplied by the local pump used to vary the reactance. This reactance, in the case of a diode parametric amplifier, is a reverse bias diode, the variation of the space charge thickness controlling the capacity change.

This amplification will be obtained with very low noise, since the amplifier element is reactive, provided the diode series resistance is very small compared to the impedance presented by the capacity at the working frequency.

In addition, in order to obtain amplification, the change of capacity with pump voltage has to be appreciable.

The design of a very simple circuit consisting of two resonant loops — signal and idler — coupled by the diode, gives the values of the two factors : series resistance and capacity change, and helps to define a figure of merit

$$F_1 = \left| \frac{1}{C} \right| \frac{\partial C}{\partial V} \frac{1}{2\pi r_s C}$$

which allows the various usable types of technology to be compared.

Diodes obtained by alloy techniques on germanium, show a relatively rapid capacity change with voltage. But their series resistance is very dificult to control. It is basically due to the thickness of the germanium disc used for the junction this thickness being required not to exceed, after alloying, 1 to 3 .

Diffusion automatically provides round the junction a region of a relatively high resistance which ensures the strength of the diode for inverse volts. Diffusion can then be effected on low resistivity materials, the thickness of the disc being much less critical than in the case of alloy diodes. However, the capacity change of this type of diode with voltage is less than in the first case.

From the two materials here considered, germanium has the advantage of a high degree of mobility, which is advantageous for reducing the value of the series resistance; silicon has a wide forbidden band, which permits operation at a higher temperature. These two favourable features are even more marked in gallium arsenide, which raises hopes of securing components considerably superior to those obtainable from germanium and silicon, although the technology of this material requires much deeper study yet.

LOW-PRESSURE SPARK GAP

By E. Oger and B. Bonvalot. p. 309

Introduction.

Experiments on controlled fusion use currents of 10 000 to 100 000 A obtained by the discharge of condensers in an inductance. In order to avoid that the condensers be subjected to oscillating conditions, the inductance is short-circuited at the instant the voltage at its terminals passes through zero; the spark-gap working at low pressure has been designed to take the part of this short-circuiting switch.

Other arrangements had been considered :

1. *Gas tubes* : these do not permit operation at the maximum voltage of 50 kV, and series-parallel connections do not ensure acceptable reliability.

2. *Air-gap dischargers* : these satisfactorily withstand 50 kV but they cannot be struck at low voltages, they are not suitable in our case.

Operating principle.

The spark-gap consists of plane parallel electrodes whose voltage is controlled by Paschen's law.

Striking is caused by ionisation of the residual gas in the inter-electrode space by means of an arc struck between two auxiliary electrodes (20 kV, 100 J).

The insulation between the two spark-gap electrodes is of teflon, which makes the insulating surfaces self-cleaning.

Two-electrode gap.

The first tests made at low level ($C = 20\ \mu F$, $V = 3\ kV$, Peak current $= 3\ 000$ A) brought out an asymmetry in operation connected with the relative polarities of the electrodes; the electrode carrying the gap has to be slightly negative for correct action.

For larger currents of 25 000 to 50 000 A, the surface of the copper electrodes rapidly deteriorates.

The two-electrode arrangement is not suitable for voltages above 25 kV.

Multiple electrode gap.

Breaking up the gap in several interspaces by means of packed, insulated, parallel electrodes avoids the acceleration of free electrons by the total difference of potential. The six-space gap was successfully tried up to 50 kV.

The intermediate electrodes have a hole drilled near the centre to pass the plasma jet supplied by the spark-gap. The holes are stepped out of line in order not to leave a straight path for any free electrons that might be produced. The electrodes have been given a special shape which avoids metal being deposited on the insulating cross-pieces.

After some trials with copper, brass, molybdenum for the active part of the electrodes, tungsten was finally chosen; because of its high melting point it ensures satisfactory life : 1000 discharges were effected at 80 000 A peak, at 50 kV, on the same set of electrodes.

The change from the two-electrode gap to the multi-electrode gap has shown the need to increase the energy applied by the spark-gap (raised to 100 J); also, a secondary pump has been added to the mechanical pump which alone was used in the first model.

Conclusion.

The advantages of the low-pressure spark-gap are :

— easy striking at all voltages;
— low inductance and low resistance;
— high voltage capacity.

There are other applications for this spark-gap : e. g. delay line modulator (lower current and duration, higher frequency) quick protection of high tension equipment.

ZUSAMMENFASSUNGEN.

EIN ELEKTRISCH GESTEUERTER U. H. F.-LEISTUNGSSCHALTER

Von G. Broussaud und P. Trevoux. S. 269

Einleitung.

Problemstellung : Es handelt sich darum, eine elektromagnetische Welle, die sich in einem Hohlleiter E fortpflanzt (Abb. 1) wahlweise auf einen von N-Ausgängen S_1, S_2, ..., S_N zu richten, wo diese Welle benutzt wird.

Die Vorrichtung, die hier beschrieben wird, beruht auf der Kontrolle der Phasenverschiebung, die durch eine gewisse Anzahl von Leitungsstrecken bewirkt wird, welche parallel auf dem Weg zwischen dem Eingang und einem beliebigen der N-Ausgänge des Schalters eingeschaltet werden.

Diese Verschiebung kann entweder durch mechanische oder elektrische Mittel (Ferrite) bewirkt werden. Da die elektrische Steuerung vielseitiger ist und viel schneller arbeitet, wollen wir hier einige Angaben über die Herstellung von Ferritphasenschieber und über die Leistungen, die man auf diesem Wege erreichen kann, liefern.

1. Grundsätzliche Arbeitsweise.

1.1. Für das bessere Verständnis der Schaltbilder werden wir für alle Schaltelemente je ein Zeichen wählen, dessen Bedeutung aus der Abbildung 2 ersichtlich ist.

1.2. Betrachten wir dann die symmetrische Schleife, die in der Abbildung 3 dargestellt ist. Es ist leicht ersichtlich, dass diese einen 2-Kanalumschalter darstellt. Wenn $\Phi_A = \Phi_B$ ist, so sind die elektrischen Längen der beiden Zweige A und B gleich. Die vom T abgehenden Wellen vereinigen sich wieder in S_1 (einander entsprechende Zweige). Wenn der Unterschied zwischen Φ_A und Φ_B den Wert π erreicht, so erfolgt die Vereinigung der Wellen in S_2.

Die Schaltelemente brauchen nicht angepasst zu sein, es genügt, um eine Entkopplung zwischen S_1 und S_2 zu erreichen, dass die Schleifen vollkommen symmetrisch sind.

Anmerkung. — Das sogenannte magische T ist nicht der einzige Kreis, der in dieser Schaltung verwendet werden kann. Irgendeine andere Verzwitterungsschaltung kann hier verwendet werden und insbesondere der 3 dB-Richtkoppler, der meist zu einer einfacheren und gedrängten Bauart führt.

1.3. Man kann die grundsätzliche Arbeitsweise dieser Umschaltvorrichtung verallgemeinern und auf eine grössere Anzahl von Kanälen anwenden durch die geeignete Verbindung von genau gleichen Schleifen. Die Abbildung zeigt die Schaltung für einen 4-Kanalumschalter und die Abbildung 5 die Schaltung eines 8-Kanalumschalters.

Mit demselben Verfahren kann man weiter Umschaltungen für 16, 32, 64, ... 2^n Kanäle bilden.

Die Möglichkeiten eines solchen Schalters sind also sehr vielseitig und sein besonderes Interesse beruht darin, dass er aus der *Parallelschaltung genau gleicher Elemente* besteht. Das ergibt drei Hauptvorteile :

1. Der Einschaltverlust ist gleich dem Verlust für eine einzige Strecke; für $N = 2^n$ ist dieser Verlust gleich dem *eines einzigen Phasenschiebers* und dem von $2 \times n$ T-Stücken (n für die Aufspaltung und n für die Wiedervereiningung);
2. Die Leistung die durch jeden Phasenschieber geliefert wird, entspricht nur dem N-ten Teil der umgeschalteten Leistung;
3. Die Bandbreite wird nicht durch die Kompliziertheit der Schaltung begrenzt (in der Grundschaltung gibt es keinen stationären Zustand), sondern nur durch die Bandbreite der einzelnen Schaltelemente (Krümmer, T-Phasenschieber).

Es sei noch erwähnt, dass, wenn die Phasenschieber symmetrisch für beide Fortpflanzungsrichtungen arbeiten, der Schalter ebenfalls symmetrisch arbeitet.

Anmerkung 1. — Diese Schaltungen können noch weiter verallgemeinert werden für Umschalter, bei denen die Anzahl der Eingänge gleich der Anzahl der Ausgänge ist. Dazu braucht man nur die Aufspaltungskreise so aufzubauen wie die Vereinigungskreise (Zwitterelemente). Die Abbildung 6 gibt ein Beispiel für einen solchen Umschalter mit vier Kanalpaaren.

Die mathematische Analyse (beruhend auf der Bool'schen Algebra) zeigt dann, dass, wenn man die entsprechenden Eingänge und Ausgänge mit denselben Zeigern bezeichnet, jede Verbindung $E_p \to S_q$ von der umgekehrten Verbindung $E_p \leftarrow S_q$ begleitet wird.

Anmerkung 2. — Man kann einen ähnlichen Schalter verwirklichen, indem man die *Phasenschieber* durch *Drehpolarisatoren* ersetzt. Für den Fall, den wir hier betrachten, können die beiden Vorrichtungen als gleichwertig angesehen werden. Eine Phasenschiebung mit dem Wert π kann nämlich als eine Drehung der Polarisationsebene um π angesehen werden. Die Drehpolarisatoren ergeben aber für die Umschaltung eine neue Wahlmöglichkeit durch die *Polarisationsverdoppler*. Auf diese Weise braucht die Zahl der Polarisationsdreher nur der Hälfte der Kanäle zu entsprechen.

Anmerkung 3. — Infolge der Symmetrie der Abb. 6 liegt eine andere Möglichkeit für den Umschalter nahe [1], indem man die *Phasenschieber durch Übertragung* durch *Phasenschieber durch Reflexion* ersetzt.

Man kann dazu Dioden verwenden, denen im entsprechenden Abstand ein Kurzschluss nachgeschaltet ist. Je nach dem Wert der von diesen Dioden bewirkten Phasenschiebung kann dann das an E_1 angelegte Signal in E_2, E_3 bzw. E_4 und sogar in E_1 zur Verfügung stehen. Man muss es aber von dem Eingangssignal durch einen Zirkulator trennen.

---

(1) Französische Patentanmeldung.

2. Entkopplung.

2.1. Die Entkopplung zwischen den Zweigen E und H eines fachgemäss gebauten magischen T beträgt etwa 45 dB. Damit aber diese Leistung zwischen den Ausgängen erhalten bleibt, müssten die Wellen, die jedem magischen T durch seine Seitenzweige zukommen, genau gleiche Amplituden und genau gleiche oder genau entgegengesetzte Phasen aufweisen.

In der Praxis können diese beiden Bedingungen nicht erfüllt werden, und zwar entstehen die Hauptabweichungen in den Schaltelementen (Phasenschieber oder Polarisationsdreher).

2.2. Nehmen wir jetzt einen Schalter für N 4-Kanäle ($N = 2^n$), welcher N Schalterlemente verwendet. Die Feldstärke am Ausgang eines jeden Elementes von Rang k kann folgendermassen beschrieben werden

$$E_p = \varepsilon_p^k E_0 (1 + \alpha_p)\, e^{j\varphi_p} \tag{1}$$

Formel in welcher der Amplitudenfehler α_p und der Phasenfehler φ_p in Erscheinung treten.

ε_p^k hat den Wert ± 1 je nach dem Wert (0 bzw. π), den man wählt, um die Wiedervereinigung im Ausgang des Ranges k zu erhalten.

Der Ausgang mit dem Rang k ist grundsätzlich derjenige, welcher dem Weg entspricht, für welchen die aufeinanderfolgenden Wiedervereinigungen durch Addition der Absolutwerte erfolgen.

Wenn man $(\alpha_p)^2$ und $(\varphi_p)^2$ gegenüber der Einheit vernachlässigt, so erhält man als Wert für die Entkopplung

$$D = \frac{|S_k|^2}{|S_l|^2} = \frac{N^2 + (2N)\sum_1^N \alpha_p + \left(\sum_1^N \alpha_p\right)^2 - \sum_{p \neq q} (\varphi_p - \varphi_q)^2}{\left(\sum' \alpha_p - \sum'' \alpha_p\right)^2 + \sum_{p \neq q} (\varphi_p - \varphi_q)^2} \qquad (l \neq k) \tag{2}$$

oder $D \cong \dfrac{N^2}{\Lambda^2 + \Phi^2}$, wobei Λ^2 und Φ folgende Bedeutung haben

$$\Lambda^2 = \left(\sum' \alpha_p - \sum'' \alpha_p\right)^2 \quad \text{und} \quad \Phi^2 = \sum_{p \neq q} (\varphi_p - \varphi_q)^2. \tag{3}$$

2.3. Um diesen Ansatz weiterzuführen, nehmen wir den Fall eines Umschalters mit einer grossen Zahl von Kanälen, wobei die Parameter φ und α als zufällig veränderliche Variable angesehen werden können. Für die beiden Variablen macht man zusätzlich noch folgende Annahmen :

a. man legt einen praktischen Grenzwert für die Streuung fest, und zwar α_0 für α und φ_0 für φ, wobei die Streuung in 99 % der Fälle folgende Ungleichungen erfüllt $|\alpha| < \alpha_0$ und $|\varphi| < \varphi_0$;

b. Man legt auch das Verteilungsgesetz fest, und zwar sollen die Werte gemäss einer *Laplace'schen Verteilung* streuen.

Es folgt daraus, dass Λ und Φ ebenfalls zufällig veränderliche Variable sind und gemäss einer Laplace'schen Verteilung streuen.

Wenn man unter diesen Bedingungen die Streuung der zufälligen Variablen x mit $\sigma(x)$ bezeichnet, so hat man

$$\begin{cases} \sigma(\alpha) = \dfrac{1}{2,6}\,\alpha_0 & \text{und} \quad \sigma(\varphi) = \dfrac{1}{2,6}\,\varphi_0, \\ \sigma(\Lambda) = \dfrac{\sqrt{N}}{2,6}\,\alpha_0 & \text{und} \quad \sigma(\Phi) = \dfrac{\sqrt{N}}{2,6}\,\varphi_0. \end{cases} \tag{4}$$

Damit man Λ und Φ respektive in 99 % der Fälle kleiner behält als Λ_0 und Φ_0 so müssen folgende Bedingungen erfüllt sein

$$\sigma(\Lambda) \leq \frac{\Lambda_0}{2,6} \quad \text{und} \quad \sigma(\Phi) \leq \frac{\Phi_0}{2,6} \tag{5}$$

d. h. also

$$\alpha_0 \leq \frac{\Lambda_0}{\sqrt{N}} \quad \text{und} \quad \varphi_0 \leq \frac{\Phi_0}{\sqrt{N}}. \tag{6}$$

Nehmen wir noch zur weiteren Vereinfachung an, dass die Amplituden und Phasenfehler respektive für den gleichen Betrag zu der Verschlechterung der Entkopplung zwischen dem Hauptausgang und einem beliebigen der anderen $N - 1$ Ausgänge beitragen, so hat man

$$\Lambda = \Phi \tag{7}$$

und

$$D = \frac{N^2}{2\Lambda^2}. \tag{8}$$

Der Wert der Entkopplung ist besser als X wenn die Bedingung

(9) $$|\Lambda| \leq \frac{N}{\sqrt{2X}} \quad \text{erfüllt ist.}$$

Diese Bedingung ist in 99 % der Fälle erfüllt, wenn nachstehende Bedingung erfüllt ist

(10) $$\alpha_0 \leq \sqrt{\frac{N}{2X}} \quad \left[\text{und zwar gemäss Gleichung (6) } \Lambda_0 = \frac{N}{\sqrt{2X}}\right].$$

Da man annimmt, dass $\Phi = \Lambda$, so hat man auch

(11) $$\varphi_0^{\text{rad}} \leq \sqrt{\frac{N}{2X}}.$$

Die Tabelle auf der Seite 274 enthält Zahlenwerte für α_0 und φ_0, die für Umschalter mit 16, 32, 64 und 128 Kanälen und für eine Entkopplungsdämpfung von 20, 30 und 40 dB berechnet sind.

In den Gebieten mit der Schraffierung sind die erhaltenen Werte zu gross, als dass die vereinfachenden Annahmen auf denen die Rechnung beruht, noch Gültigkeit besitzen könnten.

Es bleibt aber folgende wichtige Schlussfolgerung gültig : die von den Phasenschiebern zu erfüllenden Bedingung brauchen destoweniger streng zu sein *je grösser die Anzahl der Kanäle ist*. Man muss sich aber daran erinnern, dass diese Rechnung nur dann gültig ist, wenn die Amplituden und Phasenfehler voneinander unabhängig sind, was nicht der Fall ist, wenn diese Fehler eine Temperatur- oder Frequenzänderung als Ursprung haben.

3. **Ferrit-Phasenschieber.**

3.1. Es können verschiedene Arten von Phasenschiebern verwendet werden, je nachdem die Verschiebung entweder durch die Drehung der Polarisationsebene durch Faraday-Effekt oder durch die Steuerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle in dem Ferrit erhalten wird. Das Interesse der Phasenverschiebung durch Drehung der Polarisationsebene wird in der Abbildung 8 hervorgehoben. Es ist nämlich vorteilhaft, als Arbeitspunkte A und B zu verwenden, die sich am Anfang des Sättigungsgebietes des Werkstoffes befinden. Es folgt daraus eine kleinere Empfindlichkeit gegenüber den Schwankungen des Feldes, sowie gleichzeitig auch schwache Einschaltverluste.

Leider liegt die Einsatzgrenze dieser Vorrichtung für die höheren Frequenzen bei etwa 5 000 MHz und für die Leistungen bei einer Scheitelleistung von etwa 100 kW (je Element).

Die Steuerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit kann man entweder in einem zylindrischen Hohlleiter (mit Polarisationsfeld in Längsrichtung) oder mit einem rechteckigen Hohlleiter (mit Polarisationsfeld in Längs- oder Querrichtung) oder auch noch mit einer sogen. « Stripline » oder mit einer Koaxialleitung vornehmen.

Zwei Gebiete sind für den Arbeitspunkt möglich :

1. *Gebiet I : Schwache Felder* (Verwendung der Aufmagnetisierungskurve der Ferrite), mit Längsfeld.

Man hat Verluste unter einem unteren Grenzfrequenzwert

$$f_2 = \frac{\gamma}{2\pi}(H_A + 4\pi M_S).$$

Man muss also Werkstoffe verwenden, bei denen

(12) $$H_A + \pi 4 M_S < \frac{\omega}{\gamma}$$

und bei denen auch der Curie-Punkt hoch genug liegt, damit der Werkstoff die einfallende Leistung ertragen kann. Ausserdem muss die Breite der Resonnanzkurve ΔH klein genug sein, damit keine Verluste bei Frequenzen über f_2 in Erscheinung treten.

2. *Gebiet II : Längs- oder Querfeld.*

a. In der Nähe und unter dem Resonnanzwert. — Dieses Gebiet kann dann ausgewertet werden, wenn es wenigstens einen Wert des angelegten Feldes H_z gibt, für welchen die Verluste bei den schwachen Feldern bereits verschwunden sind und für den die Resonnanzverluste noch nicht spürbar sind.

b. In der Nähe und über dem Resonnanzwert. — Der Werkstoff muss für $H_z < H_R$ bereits gesättigt sein. Diese Bedingung ist erfüllt, wenn

(13) $$H_R = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_S, \qquad H_{\text{sat}} = H_A + 4\pi M_S$$

$$\text{Wenn } H_A < \frac{\omega}{\gamma}.$$

3.2. Man muss, gleichgültig welche besondere Art von Phasenschiebern verwendet wird, ein Polarisationsfeld haben, dessen Wert in Abhängigkeit von der Zeit zwischen zwei konstanten Werten schwankt, also eine Rechteckkurve beschreibt. Die

Schaffung eines solchen Feldes durch eine Magnetspule ist ziemlich kritisch und erfordert meist eine grosse Steuerleistung. Deshalb wählt man lieber folgende Lösung. Man überlagert einem konstanten Magnetfeld mit einer geeigneten Feldstärke das Feld von Dauermagneten deren Induktion periodisch durch starke Stromimpulse umgekehrt wird.

Schlussfolgerung. — Der in diesem Aufsatz beschriebene Schalter bietet zahlreiche Vorteile, von denen der wichtigste darin besteht, dass der Schalter durch die *Parallelschaltung genau gleicher Elemente* gebildet wird. Es folgt daraus, dass die umgeschaltete Leistung desto grösser sein kann, je grösser die Anzahl der Kanäle ist. Der Einschaltverlust hat denselben Wert wie bei einem einzigen Phasenschieber, und die Bandbreite wird nur durch die Bandbreite der einzelnen Elemente begrenzt. Die Entkopplungsdämpfung zwischen den einzelnen Kanälen kann hohe Werte erreichen (30 dB), und das umso leichter, je grösser die Anzahl der Kanäle ist.

Die Untersuchungen an den Ferrit-Phasenschiebern haben gezeigt, dass diese Vorrichtungen für Frequenzen bis auf 300 HMz herunter verwendet werden können und für Leistungen bis zu 500 kW (d. h. *bis* 8 MW *bei einem Umschalter mit* 16 *Kanälen*) geeignet sind.

Dieser Umschalter ist also besonders für die 3-*D*-Radar geeignet, die von der Praxis immer dringender gefordert werden.

VERWENDUNG DER TRANSISTOREN MIT LAWINEN-EFFEKT

Von P. Chapouille. s. 277

1. Theorie des Lawinen-Effektes.

Es wird zunächst kurz die Theorie des Lawinen-Effektes ausgelegt, wie sie von Kidd, Hasenberg und Wester in einem Aufsatz der *R. C. A. Review* (März 1955) aufgestellt wurde, gemäss welcher diese Verfasser diesen Vorgang einer Stoss-Ionisation zuschreiben, welche in der Kollektor-Zone des Transistors erfolgt. Durch Anwendung dieses Modells kann man das Bestehen einer Umkehrspannung der Charakteristik (I_c/V_c) beweisen, sowie auch das Zustandekommen des Gebietes mit negativem Differenz-Widerstand. Gemäss den Verfassern ist diese Theorie nur eine grobe Annäherung, da man dabei annimmt, dass die Ladungen neutral sind, dass man eine reine Diffusion hat und dass man ausserdem die Laufzeit der Ladungsträger während des Lawinen-Effektes nicht berücksichtigt. Die Kenntnis dieser Laufzeit ist aber für die beabsichtigten Anwendungen von wesentlicher Bedeutung.

2. Die Aufnahme der Kennlinien.

Die Aufnahme der Kennlinien (I_c, V_c) erfordert besondere Massnahemn, weil der Transistor sich in diesem Gebiet wie ein System mit stabilierter Stromstärke verhält, während er sonst in den normalen Gebieten der Kennlinien eine stabile Spannung aufweist. Man muss auch die Schwingungen, die sich in dem Gebiet des negativen Widerstandes bilden, sowie auch die Vernichtung durch übermässige Erwärmung vermeiden, indem man die Kennlinien sehr schnell aufnimmt.

Die Vorrichtung, die in der Praxis eingesetzt wurde, verwendet eine schnelle Abtastung mit Hilfe einer kurzzeitigen Sägezahnspannung (100 µs) mit einer kleinen Folgefrequenz (200 Hz), die an einen Kollektor angelegt wird, und man misst den Emitter-Strom (der wening von dem Kollektor-Strom abweicht), indem man einen kleinen Widerstand in Reihe mit dem Emitter schaltet, an den man dann die Spannung abgreift.

Die Kennlinien für verschiedene Transistoren: legierte *p-n-p*-Transistoren, *p-n-p*-Drift-Transistoren, *p-n-p*-Madt-Transistoren wurden ausgemessen und zeigten für nichtausgewählte Transistoren eine ziemlich grosse Streuung.

3. Beschreibung einiger Anwendungen.

Die Anwendungen beziehen sich insbesondere auf die Herstellung von Impuls-Generatoren für Impulse mit sehr steiler Front und für grosse Impuls-Frequenzen. Es wurde zunächst ein auslösbarer Impuls-Generator ins Auge gefasst, welcher die Entladungen eines Kondensators in einem Belastungswiderstand verwendet, und welcher Impulse mit einer Amplitude bis 40 V an 50 Ω liefern konnte mit einer Front mit einer Dauer von etwa 1-2 ns. Durch die Verwendung einer nichtabgeschlossenen Koachsialleitung als Verzögerungsleitung konnten rechteckige Impulse mit einer Dauer unter 10 ns mit einer Front unter 1 ns erhalten werden. Indem man den Arbeitspunkt dieser Generatoren etwas verlegt, kann man eine eigen-erregte Generator-Frequenz von 1 MHz erhalten. Durch Verwendung der Wiederaufladezeit zwischen zwei Impulsen können besonders stabile Impuls-Frequenzteiler gebaut werden. Infolge der kleinen Dauer der Impulse kann man durch Verwendung von Verzögerungsleitungen, die aus Teilen von Koachsialleitungen bestehen, Impulsgruppen erzeugen.

4. Untersuchung der Arbeitsweise des Impuls-Generators.

Wenn man annimmt, dass die Änderung der Kollektor-Spannung während der Lawine linear anwächst, kann man den Strom im Belastungswiderstand, die Kollektor-Spannung und die im Belastungswiderstand sowie die im Transistor abgegebene Verlustleistung, berechnen. Man sieht daraus, dass die Arbeitsweise des Transistors in dieser Betriebsart durch eine charackteristische Arbeit W_c gekennzeichnet werden könnte oder durch eine charakteristische Kapazität C_0, welche die Dauer des Lawinenstromes τ, den Sättigungswiderstand R des Kollektor-Widerstandes und die Umkehrspannung V_{c0} berüksichtigen.

HOCHLEISTUNGS-RICHTKOPPLER

Von B. Richard. S. 293

EINLEITUNG.

Wir wollen uns hier auf die Untersuchung und Berechnung einer besonderen Type von Richtkopplern beschränken, und zwar auf die, welche man durch die Anordnung zweier gleicher, rechteckiger Hohlleiter auf ihrer grossen Seite erhält, wobei die gemeinsamen Flächen verschiedene Kopplungsöffnungen enthalten. Wir werden der Konstanz der Daten dieser Koppler in dem konventionellen Anwendungsbereich der Holleiter eine besondere Bedeutung geben.

Die Untersuchung wird in drei Teile eingeteilt :

Im ersten Teil werden die allgemeinen Eigenschaften der ideellen Richtkoppler kurz ausgelegt, und zwar ausgehend von theoretischen Betrachtungen über die Multipole und über die Arbeitsweise der Richtkoppler. Dadurch können wir durch einen vereinfachten Schluss die verschiedenen Parameter hervorheben, welche bei der Ausführung der Richtkoppler einen Einfluss ausüben. Im zweiten Teil werden diese Parameter einzeln untersucht. Schliesslich werden in einem letzten Teil die verschiedenen Versuchsresultate ausgelegt, die erhalten wurden, sowie die Möglichkeit der Anwendung dieser Hochleistungs-Richtokppler als Messgeräte.

1. Allgemeine Betrachtungen.

1.1. Kurzauslegung der Theorie.

Ein Richtkoppler ist ein besonderer 8-Pol. Ein beliebiger passiver 8-Pol, welcher keine nichtlinearen Elemente enthält, kann durch eine Uebertragungsmatrix $I(I')$ mit vier Zeilen und vier Spalten dargestellt werden.

Es folgt aus dem Reziprozitätssatz, dass diese Matrix symmetrisch ist.

Man zeigt gleichfalls, dass die Matrix gleich der Einheit ist, wenn der 8-Pol verlustfrei ist. Diese Bedingung ist praktisch in den Richtkopplern verwirklicht, da die Verluste in dem Wänden der Hohlleiter und auch in den Kopplungsöffnungen vernachlässigbar klein sind, wenn die Stärke der Öffnungen klein bleibt.

Die komplexen Glieder A, B, C, D, stellen die Amplituden und die Phasen der aus diesem neuen 8-Pol austretenden Wellen dar, wenn die Zweige 2, 3, 4 (*Abb.* 1) durch reflexionslose Belastungen abgeschlossen sind, und wenn die Vorrichtung im Zweig 1 von einer Einheitswelle gespeist wird.

Ein Richtkoppler zeichnet sich durch folgende Besonderheit aus, und zwar, dass $B = 0$. Es folgt aus den Beziehungen (2), (3), (4), dass A ebenfalls gleich Null ist. Dieser Koppler ist also angepasst, denn wenn die Zweige 3 und 4 durch reflexionslose Belastungen abgeschlossen sind, wird keine Energie in den Zweig 1, über den die Einspeisung erfolgt, reflektiert.

Aus den Berziehungen (1), (2), (3), (4) entstehen also (5) und (6).

Die aus den Zweigen 3 und 4 austretenden Wellen sind um 90 elektrische Grade versetzt [Beziehung (6)]. Ihre Amplitude kann mittels eines einzigen Parameters α ausgedrückt werden, wobei $(C) = \cos\alpha$, $(D) = \sin\alpha$, und zwar infolge der Beziehung (5).

Der Ausdruck $\frac{1}{\sin\alpha}$ wird als Kopplung bezeichnet.

Die Matrix T eines Richtkopplers, welche die Beziehung zwischen den links ein- und austretenden Wellen und den rechts ein-und austretenden Wellen gemäss Abbildung 2 darstellt, wird in der Form (7) ausgedrückt.

1.2. Auslegung des Aufbaus des Richtkopplers.

Die obenerwähnten Eigenschaften gelten nur für einen ideellen Richtkoppler.

In der Praxis ist es unmöglich, Kopplungsfaktoren und Richteigenschaften zu erhalten, die von der Frequenz unabhängig sind.

Im allgemeinen braucht aber der Kopplungsfaktor nur mit einer Annäherung von einigen Bruchteilen von einem dB konstant zu sein, während es bei den Richteigenschaften darauf ankommt, dass die Dämpfung über 40 dB beträgt.

Derartige Leistungen können durch Verwendung einer Struktur mit mehreren Kopplungsöffnungen erhalten werden.

Durch einen vereinfachten Schluss können wir eine bessere Einsicht in die Arbeitsweise eines solchen Richtkopplers gewinnen.

Betrachten wir in der Abbildung 3 einen Richtkoppler mit $2n$ Kopplungsöffnungen, die regelmässig im Abstand von θ elektrischen Graden angeordnet sind $\left(\theta = \frac{2\pi d}{\lambda}\right.$, wobei d der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Öffnungen und λ die Wellenlänge im Hohlleiter bedeuten$\left.\right)$. Dabei sind die gleichnamigen Kopplungsöffnungen einander gleich.

Bezeichnen wir mit A, B, C, D die verschiedenen Ein-bzw. Ausgänge des Richtkopplers (wie in *Abb.* 3 angegeben), mit a_n die Amplitude der beiderseits der Kopplungsöffnung n in der sekundären Hohlleitung ausgestrahlten Wellen, wenn die Amplitude der in dem Haupthohlleiter übertragenen Welle gleich der Einheit ist.

Als erste Näherung können wir annehmen, dass eine durch A eintretende Welle, wenn die Gesamtheit der Offnungen nur wening Energie ausstrahlt, praktisch während ihrer Fortpflanzug in dem Haupthohlleiter nicht gedämpft wird; es folgt daraus, dass man in dem Sekundär-Hohlleiter die Feldstärken $a_1, a_2, \ldots, a_n$ vorfindet; aus denselben Gründen, die wir oben ausgelegt haben, werden diese Felder nur unwesentlich von den Öffnungen beeinflusst, sodass sie sich vektoriell addieren. Man erhält so folgende Werte :

— für den Verkopplungsfaktor :

$$C = \frac{1}{2}\sum_{1}^{n} a_n ;$$

— für den Richtfaktor :

$$D = \frac{\sum_{1}^{n} a_n}{\sum_{1}^{n} a_n \cos(2n-1)\theta}.$$

In den Grenzen der oben angenommenen Näherung muss man, wenn man den Verkopplungsfaktor unabhängig von der Frequenz machen will, allen Werten a_n einen konstanten Wert auferlegen, und damit der Richtfaktor besser wird als 40 dB für alle Betriebsfrequenzen in dem Frequenzbereich des Hohlleiters, muss man eine geeignete Gesetzmässigkeit für die Verteilung der Öffnungen suchen.

2. Untersuchung der verschiedenen Parameter.

2.1. Strahlung eines Kopplungsschlitzes.

Nehmen wir zwei Hohlleiter, einen Haupthohlleiter G_1 und einen sekundären Hohlleiter G_2 mit einer kreisrunden Öffnung C, deren Mittelpunkt in dem laut Abbildung 4 angegebenen Koordinatensystem die Koordinaten x und oO aufweist.

Bezeichnet man mit A und B die rechts und links von der Kopplungsöffnung in dem Sekundärhohlleiter ausgestrahlten Wellen, wenn man den Haupthohlleiter von links aus mit einer Einheitswelle speist, so zeigt man, dass das Feld A in der Mitte des Frequenzbereiches des Hohlleiters stationär gemacht werden kann, wenn man den Mittelpunkt der Kopplungsöffnung im Abstand $x = \pm\frac{a}{4}$ anordnet.

Die Abbildung 5 zeigt uns die relative Änderung von A in Abhängigkeit der Wellenlänge.

2.2. Berechnung des Verkopplungsfaktors unter Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen des verschieden Kopplungsöffnungen.

Die Matrix γ, welche die verschiedenen ein- und austretenden Wellen links von einer Verbindung durch eine im Abstand $x = \frac{a}{4}$ angeordnete kreisförmige Öffnung (*Abb.* 6) mit den entsprechenden Wellen rechts verbindet, ist, wenn $\frac{\lambda_g}{\lambda_c}$ ist, gleich der Matrix für eine Kopplung durch Schlitze [3].

Die Verbindung zweier gleicher Koppelöffnungen, die um Γ elektrische Grade versetzt sind (*Abb.* 7) führt zu der Matrix θ, welche einem Richtkoppler mit einem Verkopplungsfaktor $\frac{1}{\sin\alpha_1}$ entspricht wenn

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \alpha + k\pi \qquad (k = \text{ganze Zahl}).$$

Die Kombination von vier Koppelöffnungen führt — wie in Abbildung 8 angegeben — zu einem Richtkoppler mit einem Verkopplungsfaktor $\frac{1}{\sin(\alpha_1+\alpha_2)}$, wenn

$$\theta_1 = \frac{\pi}{2} - \alpha_1 + k_1\pi \qquad \text{und} \qquad \theta_2 = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_2}{2} - \frac{\alpha_1}{2} + k_2\pi.$$

Man kann diesen Schluss auf $2n$ Kopplungsöffnungen verallgemeinern (*Abb.* 9). wobei der Verkopplungsfaktor den Wert $\frac{1}{\sin\sum_{1}^{n}\alpha_n}$ aufweist, wenn

$$\theta_n = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_n}{2} - \frac{\alpha_{n-1}}{2} + k_n\pi.$$

2.3. Verteilungskurve der von den verschiedenen Öffnungen ausgestrahlten Felder.

Man kann eine Richtwirkung von über 40 dB in dem ganzen Nutzbereich der Hohlleiter erhalten, wenn man die Parameter nach der Regel der sogenannten « maximally flat » berechnet

$$\alpha_p = \alpha_0 \sin\frac{2p-1}{2n}\pi.$$

Unter dieser Bedingung ist der theoretische Mindestwert der Richtwirkung im ganzen Frequenzband eines Hohlleiters besser als 47 dB, wenn $n = 10$ ist.

3. Versuchsergebnisse und Anwendungen.

3.1. Experimentelle Bestimmung des Parameters α.

Die Messung des Parameters α erfolgte mittels verschiedener Richtkoppler, die je mit mehreren gleichen, regelmässig verteilten Öffnungen versehen waren, wobei der Durchmesser der Öffnung von einem Koppler zum anderen verschiedene Werte aufwies. Unter diesen Bedingungen betrug die Richtwirkung etwa 20 dB, sodass die Messung dieses Verkopplungsfaktors eine genaue Bestimmung diese Parameters ermöglichte. Der Wert dieser Verkopplung war dabei $\frac{1}{\sin n \alpha_p}$, wobei $2n$ die Anzahl der Öffnungen bezeichnet.

α ist in Abhängigkeit des Durchmessers der Kopplungsöffnung in der Abbildung 11 dargestellt, wobei der Abstand zwischen dem Mittelpunkt der Öffnung und der Achse des Hohlleiters $\frac{a}{3,6}$ betrug. Dieser Wert ist durch Versuche bestimmt worden während die Theorie einen etwa gleichen Wert von $\frac{a}{4}$ voraussagte (2.1).

3.2. Leistungen auf dem Gebiet der Millimeterwellen.

Auf der Abbildung 12 sind einige Ausführungen von Richtkopplern für Millimeterwellen dargestellt, und zwar für die Bänder 25,5-40 GHz, 50-75 GHz und 90-140 GHz.

Die Charakteristiken dieser Richtkoppler (*Abb.* 13 und 14) zeigen, dass der Verkopplungsfaktor bis auf 0,5 dB konstant ist und dass die Richtwirkung besser als 40 dB ist, was im guten Einklang mit der Theorie steht.

Die Abbildung 15 zeigt die Ausführung im einzelnen. In einem ersten rechteckigen Messingblock wurde ein Längsschlitz eingearbeitet, welcher denselben Querschnitt wie der Hohlleiter aufweist. In einen zweiten Block wurde ein ähnlicher Schlitz eingearbeitet, wobei aber die Enden dieses Schlitzes gekrümmt sind, um in eine Seitenwand einzumünden. Zwischen beiden ist eine kleine Platte mit einer Stärke von einigen Zehntel-Millimeter eingelegt, in welcher die verschiedenen Kopplungsöffnungen angeordnet sind.

Die drei Teile werden übereinandergelegt und fest miteinander verschraubt. Dann wird das Ganze gemeinsam auf der Drehbank überarbeitet und die Teile werden dann gegeneinander verspannt, um einen guten elektrischen Kontakt sicherzustellen.

3.3. Verwendung der Hochleistungsrichtkoppler für Messung der Hyperfrequenz.

Die hohen Richteigenschaften dieses Kopplers ermöglichen ausser der konventionellen Anwendungen auch ihre Anwendung für die genaue Messung der Reflexionsfaktoren sowie der Wellenwiderstände.

3.3.1. *Messung der Reflexionsfaktoren.*

Das Prinzip der Messung ist folgendes : zwischen einem 20 dB-Richtkoppler und dem zu messenden Belastungswiderstand schaltet man einen Umschalter ein, mit welchem es möglich ist, den Ausgang des Richtkopplers entweder an einen Kurzschluss oder an den unbekannten Belastunsgwiderstand zu schalten. Ein Gleichrichterkristall oder ein Bolometer, welches im Ausgangskanal angeordnet ist, ermöglicht die Messung des Pegels der reflektierten Welle.

Wenn der Umschalter in der Stellung « Messung » des Belastungswiderstandes steht, misst man einen gewissen Pegel. Wenn der Schalter in der Stellung « Kurzschluss » ist, must man die Welle dieses Generators um einen gewissen Wert dämpfen, um den gleichen Pegel zu erhalten. Die benötigte Dämpfung gibt das Modul des Reflexionsfaktors des Belastungswiderstandes.

Ein Ausführungsbeispiel für den Frequenzbereich 90-140 GHz mit einem Richtkoppler und einem Umschalter gemäss Abbildung 17 ermöglicht die bequeme Messung von Belastungswiderständen. Die Umschaltung wird einfach durch einen Hebel besorgt. Ein gerändelter Ring rechts auf dem Bild ermöglicht eine Verriegelung und einen guten elektrischen Kontakt in den beiden Lagen durch Drehung des Ringes.

3.3.2. *Messung des Wellenwiderstandes.*

Für die Messung von Wellenwiderständen (*Abb.* 17) umfasst die Schaltung : einen Richtkoppler, eine geeichte Dämpfung, einen einstellbaren Kurzschlusskolben und ein Gleichrichterkristall.

Das Prinzip der Messung ist folgendes :

Eine Einheitswelle, welche den Eingang 1 des Richtkopplers speist, erzeugt in den Ebenen der Ausgänge 3 und 4 zwei Wellen, welche, wenn der Koppler vom geometrischen Standpunkt aus symmetrisch ist durch $i\,q \cos \alpha$ und $\pm i\,q \sin \alpha$ dargestellt werden können (q Phasenverschiebung zwischen der durch 4 austretenden Welle und der durch 1 eintretenden Welle). Wenn man die Amplitude und Phase der reflektierten Welle durch τ darstellt (τ_3 für den zu messenden Widerstand in der Ebene 3, τ_4 für die Verbindung der Dämpfung und des Kurzschlusskolbens in der Ebene 4) so findet man im Kanal 2 eine reflektierte Welle

$$R_2 = \pm\, i q^2 (\tau_3 + \tau_4) \cos \alpha \sin \alpha .$$

Um das Modul und die Phase des Reflexionsfaktors τ_3 zu kennen, von dem man auf den Wert des Belastungswiderstandes schliessen kann, braucht man nur das gleichgerichtete Signal durch Änderung des Wertes der Dämpfung und der Lage des Kursschlusskolbens auf Null zu bringen, da man dann $\tau_3 = \tau_4$ hat, da der Wert von τ_4 aus dem Wert der Dämpfung und der Entfernung zwischen der Ebene 4 und dem Kurzschlusskolben berechnet werden kann.

Diese Messung, welche auf einer Nullmethode beruht, ist sehr genau.

Diese Anordnung kann noch dadurch verbessert werden, dass man den einstellbaren Kolben durch einen festen Kurzschluss und einen geeichten Phasenschieber ersetzt, und indem man zwischen dem Objekt und der Ebene des Kanals 3 ein Hohlleiterelement einschaltet, dessen Länge gleich der Entfernung zwischen der Ebene 4 und dem Kurzschluss ist. Unter diesen Bedingungen hängt die Amplitude und die Phase der von dem Widerstand reflektierten Welle direkt von der Dämpfung und der Phasenverschiebung ab.

ZUSAMMENFASSUNG.

Nach der Auslegung der allgemeinen Eigenschaften der ideellen Richtkoppler — die übrigens in der Praxis auch für die Hochleistungs-Richtkoppler gelten — wurden die verschiedenen Elemente angegeben, welche für die Auslegung und die Ausführung von Hochleistungskopplern benötigt werden.

Die Charakteristiken, welche für verschieden Ausführungen im Millimeterwellenbereich erhalten wurden, zeigen eine sehr gute Uebereinstimmung zwischen der Theorie und den Versuchsergebnissen.

HALBLEITER FÜR PARAMETRISCHE VERSTÄRKUNG

Von P. Leclerc. s. 302

Ein Schaltelement mit nichtlinearem oder zeitabhängigen Blindwiderstand ermöglicht zwischen zwei Kreisen eine Verstärkung. Die örtliche Pulsation ruft eine Variation der Reaktanz hervor und liefert die erforderliche Energie. Diese Reaktanz ist im parametrischen Diodenverstärker eine in Sperrrichtung polarisierte Diode, bei welcher die Variation der Raumladungsdichte eine Variation der Kapazität ergibt.

Die Verstärkung vollzieht sich bei sehr schwachem Rauschen, da das verstärkende Elemente reaktiv ist. Bedingung ist, dass der Serienwiderstand der Diode gegenüber der durch die Kapazität dargestellten Impedanz bei der Betriebsfrequenz sehr klein ist.

Im übrigen setzt die Verstärkung voraus, dass die Impulsspannungsvariation der Kapazität einen beträchtlichen Wert annimmt.

Die Studie eines recht einfachen, aus zwei Resonanzschleifen — « signal und idler » — bestehenden Kreises, welche der Diode angekoppelt sind, erlaubt die Bezifferung des Wertes der beiden Faktoren : Serienwiderstand und Variation der Kapazität, sowie die Bestimmung eines Bewertungsfaktors

$$F_1 = \left| \frac{1}{C} \right| \frac{\partial C}{\partial V} \frac{1}{2 \pi r_s C}.$$

Dieser Faktor F erlaubt einen Vergleich zwischen den verschiedenen zur Verwendung kommenden Technologien.

Die aus der Technik der Germanium-Legierungen gewonnenen Dioden besitzen eine verhältnismässig rasche spannungsabhängige Variation der Kapazität. Jedoch ist der Serienwiderstand dieser Dioden schwer kontrollierbar. Dieser ergibt sich gegebenenfalls aus der Schichtstärke des Germaniums, welches für die Verbindung benutzt wird, eine Stärke, welche nach der Legierung 1-3 μ nicht überschreiten sollte.

Durch Diffusion erhält man von selbst rund um die Verbindung einen Bereich relativ erhöhten Widerstandes, welcher die inverse Spannung der Diode aufrechterhält. Die Diffusion kann daher bei Werkstoffen von geringem spezifischen Leitungswiderstand vonstatten gehen, wobei die Schichtstärke weniger kritisch wird als im Falle der Legierungs-Dioden. Trotzdem ist die spannungsabhängige Kapazitäts-Variation dieser Diode viel schwächer als im ersten Fall.

Von den beiden hier betrachteten Werkstoffen bietet das Germanium den Vorteil einer starken Mobilität, welche zur Verminderung des Serienwiderstandes günstig ist. Silizium besitzt ein grosses verbotenes Energieband, welches einen Betrieb bei erhöhten Temperaturen zulässt. Die beiden günstigen Eigenschaften bieten sich in noch markanterer Weise in der Gallium-Arsen-Verbindung, welche erhoffen lässt, dass man hieraus Werkstoffen erhält, die den aus Germanium und Silizium darstellbaren erheblich überlegen sind. Es versteht sich, dass die Technologie dieses Materials noch ein tiefgehendes Studium erfordert.

FUNKENSTRECKE UNTER VERMINDERTEM DRUCK

Von E. Oger und B. Bonvalot. s. 309

Anleitung.

Die Versuche über die gesteuerte Kernverschmelzung erfordern Stromstärken von 10 000 bis 1000 00 A, welche durch Entladung von Kondensatoren in einer Drossel erhalten werden. Um zu vermeiden, dass die Kondensatoren in diesem Schwingkreis mit Wechselströmen belastet werden, wird die Drossel des Empfängerkreises im Augenblick, wo die Spannung auf Null zurücksinkt, kurzgeschlossen. Eine Funkenstrecke unter schwachem Druck ist besonders ausgelegt worden, um die Rolle eines Kurzschlussschalters zu spielen.

Es sind ebenfalls andere Vorrichtungen untersucht worden :

1. *Gas-Entladungsröhren* : Diese Röhren können nicht unter der höchsten vorgesehenen Spannung von 50 kV betrieben werden und ihre Zusammenschaltung gewährt nicht eine genügend grosse Sicherheit.

2. *Gesteuerte Funkenstrecke under normalem Atmosphären-Druck* : Diese Funkenstrecken vertragen die Spannung von 50 kV. Ihre Erregung kann aber nicht bei einer kleinen Klemmenspannung erreicht werden, so dass sich diese Funkenstrecken für diese Betriebsart nicht eignen.

Arbeitsweise.

Die Funkenstrecke besteht aus Planparallel-Elektroden, zwischen denen die Durschlagsspannung dem Gesetze von Paschen folgt

Die Erregung der Funkenstrecke wird durch Ionisation der Restgase in dem Zwischenraum zwischen den Elektroden mit Hilfe eines Lichtbogens hervorgerufen, welchen man mit zwei Hilfselektroden erhält (20 kV, 1000 J).

Die Isolierung zwischen den beiden Elektroden der Steuervorrichtung wird durch « Teflon » besorgt, welches eine selbstreinigende, isolierte Oberfläche bietet.

Funkenstrecke mit zwei Elektroden.

Die ersten Versuche, die mit einem schwachen Energie-Pegel ausgeführt wurden ($C = 20\ \mu F$, $V = 3$ kV, I_c Scheitelwert $= 3\,000$A), haben gezeigt, dass die Arbeitsweise infolge der Polarität unsymmetrisch war. Um ein gutes Arbeiten der Vorrichtung zu erhalten, musste die Elektrode, welche die Steuervorrichtung trägt, eine kleine negative Spannung aufweisen.

Für grössere Stromstärken zwischen 25 000 und 50 000 A kann man eine schnelle Beschädigung der Oberfläche der Kupferelektrode beobachten.

Die Vorrichtung mit zwei Elektroden eignet sich für Spannungen über 25 kV.

Mehrfachelektroden-Funkenstrecke.

Durch die Aufteilung der Funkenstrecke in mehrere Funkenstrecken mit Hilfe einer Reihe übereinander angeordneter isolierter Elektroden kann man vermeiden, dass die freien Elektronen durch die ganze Spannung beschleunigt werden. Eine Funkenstrecke, bestehend aus sechs Teilstrecken, konnte mit Erfolg bei Spannungen bis zu 50 kV eingesetzt werden.

Die Zwischenelektroden weisen in der Mitte eine Aussparung auf, durch welche der von der Steuervorrichtung hervorgerufene Plasma-Stahl hindurchtreten kann. Diese Bohrungen sind versetzt angeordnet, damit die freien Elektronen keine direkte, gradlinige Bahn beschreiben können. Man hat ausserdem den Elektroden eine besondere Form gegeben, durch welche die Metallspritzer auf den Isolierstoff-Traversen vermieden werden können.

Nachdem man als Werkstoff für den aktiven Teil der Elektroden nacheinander Kupfer, Messing und Molybdän erprobt hat, hat man schliesslich als Werkstoff Wolfram gewählt, welcher infolge seines hohen Schmelzpunktes eine grosse Lebensdauer für die Elektroden ermöglicht : mit einem Satz von Elektroden konnte man bereits 1000 Entladungen bei einem Scheitelwert der Stromstärke von 80 000 A bei 50 kV durchführen.

Infolge des Uebergangs von einer Funkenstrecke mit zwei Elektroden zu einer Mehrfachelektroden-Funkenstrecke wurde es nötig, die Energie für die Erregung der Funkenstrecke zu steigern (bis zu 100 J); ausserdem musste man eine zweite Hochvakuum-Pumpe zu der Flügel-Pumpe hinzusetzen, die beim ersten Versuch allein verwendet wurde.

Schlussfolgerung.

Die Vorteile einer Funkenstrecke unter vermindertem Druck sind folgende :

— leichte Erregung der Funkenstrecke bei allen Spannungen;
— kleiner Widerstand und kleine Reaktanz;
— hohe Spannungsfestigkeit.

Die untersuchte Funkenstrecke kann auch für andere Verwendungen verwandt werden : z. B. : als Modulator für Verzögerungsleitungen (kleinere Stromstärke, kürzere Dauer, höhere Frequenzen), zum Schutze von Hochspannungsgeräten, u. s. w.

158754 Imprimerie GAUTHIER-VILLARS & Cie, 55, Quai des Grands-Augustins, Paris (6e).
Dépôt légal, Imprimeur, 1961, n° 1449.
Imprimé en France.

C. D. U. : 621.372.837

Un commutateur d'énergie U.H.F. à commande électrique, par G. Broussaud et P. Trevoux.

Ann. Radioélect., nº 66, octobre 1961, p. 269-276, 8 fig.

Les auteurs décrivent un commutateur d'énergie U. H. F. basé sur le contrôle du déphasage introduit par un certain nombre de tronçons de ligne montés en dérivation. Ce dispositif possède des possibilités étendues, car plus le nombre de voies est grand, plus la puissance commutée peut être importante et plus le découplage entre ces voies peut être élevé. Quant à la bande passante elle est limitée en pratique par celle des déphaseurs.

Le problème des déphaseurs à ferrite n'est abordé que pour montrer les limites actuelles de ce procédé.

C. D. U. : 621.372.832.43

Coupleurs directifs à hautes performances, par B. Richard.

Ann. Radioélect., nº 66 octobre 1961, p. 293-301, 17 fig.

Après avoir rappelé les propriétés générales des coupleurs directifs idéaux, l'auteur passe en revue les divers paramètres intervenant dans la réalisation de coupleurs directifs à hautes performances en précisant la méthode de calcul. Enfin il expose les résultats expérimentaux obtenus lors de réalisations dans le domaine des ondes millimétriques et montre les possibilités d'emploi de ces coupleurs pour les mesures de coefficient de réflexion et d'impédance en hyperfréquence.

C. D. U. : 621.382.3

Utilisation des transistors en régime d'avalanche, par P. Chapouille.

Ann. Radioélect., nº 66, octobre 1961, p. 277-292, 22 fig.

Après un rappel de la théorie de Kidd, Hasenberg et Webster sur le fonctionnement en régime d'avalanche des transistors, l'auteur présente des résultats d'expériences effectuées sur différents types de transistors.

Les expériences ont consisté d'abord à relever les caractéristiques $I_c = f(V_{co})$ des différents transistors, puis à réaliser différents types de générateurs d'impulsion. Des temps de montée de l'ordre de la nanoseconde ont été obtenus et une puissance crête de 360 W a pu être délivrée.

L'auteur donne ensuite quelques relations régissant le fonctionnement d'un générateur d'impulsions et étudie en particulier la puissance crête disponible et les énergies mises en jeu au cours d'une impulsion.

Quelques applications réalisées à partir de ces montages de base sont décrites, en particulier un circuit diviseur de fréquence d'impulsions.

C. D. U. : 621.382.2 : 621.375.9

Les éléments semi-conducteurs pour l'amplification paramétrique, par P. Leclerc.

Ann. Radioélect., nº 66, octobre 1961, p. 302-308, 6 fig.

La réalisation de diodes pour amplificateur paramétrique, de performances élevées, nécessite une extrême minimisation de la résistance série de la diode. Ce résultat peut s'obtenir dans les techniques d'alliage par un contrôle très serré du programme de température et du mouillage. On arrive plus aisément à des résultats par les techniques de diffusion qui permettent de régler automatiquement l'épaisseur de la région à forte résistivité.

C. D. U. : 621.374.44

Éclateur sous pression réduite, par E. Oger et B. Bonvalot.

Ann. Radioélect., nº 66, octobre 1961, p. 309-317, 12 fig.

Un éclateur sous pression réduite à électrodes multiples a été étudié en vue de l'emploi en « crow-bar » dans les installations expérimentales relatives à l'étude de la fusion contrôlée. Après un exposé succinct du principe de fonctionnement de cet éclateur, dont l'amorçage peut être commandé alors que la tension à ses bornes est faible, le présent article rend compte des problèmes, souvent d'ordre technologiques, qui se sont posés au cours de l'étude et présente les solutions adoptées. L'appareil réalisé a permis d'effectuer 1000 décharges de 80 000 A sous 50 kV avec une bonne tenue des électrodes.

U. D. C. : 621.374.44

Low-pressure spark gap, by E. OGER and B. BONVALOT.

Ann. Radioélect., No. 66, October 1961, p. 309-317, 12 fig.

A multiple electrode, low-pressure spark gap was developed with a view to using the " crow-bar " in experimental installations for the investigation of controlled fusion. After a brief description of the principle of operation of this spark-gap, which can be fired while the voltage at its terminals is low, this article states the problems, often of a technological kind, which arose during the development and gives the adopted solutions. The device was constructed and was used to produce 1000 discharges at 80 000 A at 50 000 V, the electrodes behaving very well.

D. K. : 621.37.44

Funkenstrecke unter vermindertem Druck, von E. Oger und B. Bonvalot.

Ann. Radioélect., Nr 66, Oktober 1961, s. 309-317, 12 Abb.

Eine Mehrfachelektroden-Funkenstrecke, die unter vermindertem Druck arbeitet, wurde untersucht, un gemäss einer " crow-bar "-Anordnung in einer Versuchseinrichtung für die Untersuchung gesteuerter Schmelzverfahren entwickelt. Nach kurzer Auslegung der grundsätzlichen Arbeitsweise dieser Funkenstrecke, deren Erregung bei kleiner Klemmenspannung bewirkt werden kann, berichtet der Aufsatz über die verschiedenen Probleme, meist technologischer Art, die sich im Laufe dieser Untersuchung herausgestellt haben. Es werden die verschiedenen Lösungen ausgelegt, die verwendet worden sind. Mit dem ausgeführten Gerät konnte man 1 000 Entladungen mit einer Stromstärke von 80 000 A bei einer Spannung von 50 kV erhalten, und zwar bei einem guten Verhalten der Elektroden.

SOMMAIRE

Imp. GAUTHIER-VILLARS & Cie
55, Quai des Grands-Augustins, PARIS
158 754
Dépôt légal, Imprimeur, 1961, n° 1449.
Imprimé en France.

Gérant : L. P. BOULANGER.